



Mesures des rayons cosmiques entre le GeV et le PeV par les expériences AMS et CREAM

Mariane Brinet

► To cite this version:

Mariane Brinet. Mesures des rayons cosmiques entre le GeV et le PeV par les expériences AMS et CREAM. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. tel-00256932

HAL Id: tel-00256932

<https://theses.hal.science/tel-00256932>

Submitted on 18 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
UFR DE PHYSIQUE

Année 2007

DIPLOME D'HABILITATION
A DIRIGER LES RECHERCHES

présenté et soutenu publiquement au Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie de Grenoble

par

Mariane Mangin-Brinet

le 21 novembre 2007

titre:

Mesures des rayons cosmiques entre le GeV et le PeV
par les expériences AMS et CREAM

JURY

M. Fernando Barao	Rapporteur
M. Serge Kox	Président du jury
Mme Catherine Leluc	Rapporteur
Mme Clara Matteuzzi	
M. Arturo Menchaca	Rapporteur

*A Paule Brinet, ma grand-mère,
éternellement présente, éternellement
aimante.*

Table des matières

Introduction	i
1 Morceaux choisis de physique des rayons cosmiques	3
2 L'expérience AMS	13
2.1 Introduction	13
2.2 Le RICH d'AMS et ses spécificités	15
2.3 Caractérisation de l'aérogel (I): Mesures par la méthode du prisme	22
2.3.1 Principe de la méthode	22
2.3.2 Installation expérimentale	23
2.3.3 Corrections	25
2.3.4 Résultats	31
2.4 Caractérisation de l'aérogel (II): Détermination de la variation de l'indice de réfraction par test en faisceau	39
2.4.1 Principe de la méthode et installation expérimentale	39
2.4.2 Procédure d'analyse et résultats	41
2.5 Caractérisation de l'aérogel (III): Mesures à faces parallèles	45
2.5.1 Principe de la méthode et effets géométriques	47
2.5.2 Procédure expérimentale	49
2.5.3 Résultats	49
2.6 Dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde	53
2.7 Influence de l'absorption d'eau	54
3 L'expérience CREAM	57
3.1 Introduction	57
3.2 Architecture CHERCAM	60
3.3 Caractérisation de l'aérogel du compteur CHERCAM	62

4 Perspectives à court et moyen terme	65
4.1 AMS	65
4.2 CREAM	66
4.3 Conclusion	70
Bibliographie	73

Introduction

Ce document expose, de façon non exhaustive, une partie du travail que j'ai réalisé au sein du groupe AMS/CREAM du L.P.S.C. de Grenoble depuis octobre 2004, date de mon entrée au C.N.R.S.

Les expériences AMS et CREAM, toutes deux dédiées à la détection des rayons cosmiques, sont différentes dans leur mode de fonctionnement (l'une transportée par navette jusqu'à la Station Spatiale Internationale ISS¹, l'autre lancée en ballon²) mais complémentaires à de nombreux égards³. Elles ont une architecture très similaire, relativement proche de celle des détecteurs de physique des particules utilisés dans les accélérateurs. Toutes deux comportent un imageur Cherenkov, et l'équipe AMS/CREAM du L.P.S.C. a largement contribué au développement et à la construction de ces instruments⁴. Ils permettent de déterminer la charge, et le cas échéant la vitesse (pour AMS), des particules qui traversent le détecteur, avec une très bonne résolution pour des noyaux d'atomes allant de l'hydrogène au Fer.

Dans l'élaboration et la construction de tels instruments, deux composants majeurs doivent faire l'objet d'attention et d'études particulières : d'une part le matériau radiateur utilisé pour générer les photons Cherenkov – dans le cas d'AMS et de CREAM, il s'agit d'aérogel de silice – et d'autre part les photomultiplicateurs, cellules de détection des photons ainsi produits. Le travail présenté ici se concentre sur l'étude des propriétés optiques de l'aérogel. Etonnant par ses propriétés thermiques aussi bien qu'optiques, ce matériau est le solide le moins dense connu à ce jour. C'est la connaissance précise de son indice de réfraction qui détermine les performances des imageurs Cherenkov. Une étude complète

1. avec un décollage qui devrait avoir lieu – on l'espère... – avant 2010

2. en principe avec des vols annuels ou biennaux

3. en particulier en ce qui concerne la gamme d'énergie des rayons cosmiques détectés

4. celui de CREAM ayant même été proposé, entièrement conçu et réalisé par le L.P.S.C. de Grenoble, le CESR de Toulouse, et l'UNAM de Mexico.

a donc été consacrée à la mesure précise de l'indice de réfraction des tuiles d'aérogel qui composent le plan radiateur aussi bien du compteur d'AMS que de celui de CREAM. Ce sont ces études, et en particulier l'élaboration de méthodes de détermination de l'indice et leurs adaptations au fur et à mesure des conclusions obtenues, qui font l'objet principal de ce document.

Le premier chapitre aborde quelques-uns des enjeux de la physique des rayons cosmiques concernés par les mesures aussi bien d'AMS que de CREAM. Les quelques pages de ce chapitre ne font pas la liste complète de tous les apports des expériences AMS et CREAM à la physique des rayons cosmiques, loin de là, mais ne font qu'en dévoiler certains aspects, en guise de prélude aux pages plus techniques qui vont suivre, consacrées exclusivement à de l'instrumentation. Le second chapitre, après une brève introduction du détecteur AMS et des spécificités de son imageur Cherenkov (RICH, pour Ring Imaging CHerenkov), détaille les méthodes utilisées pour cartographier l'indice de réfraction du plan d'aérogel. La caractérisation de l'aérogel du sous-détecteur CHERCAM (CHERenkov CAMera) de l'expérience CREAM, dont l'entière construction a été réalisée entre 2005 et 2006, est exposée dans le chapitre trois. Enfin une dernière partie présente rapidement certains aspects des travaux de simulation et de préparation à l'analyse de données, et trace les perspectives à court et moyen terme.

Ces quelques pages n'ont pas vocation à détailler de façon précise les étapes de la construction d'un imageur Cherenkov. De nombreux points essentiels, comme les études mécaniques et thermiques, le développement de l'électronique de lecture et des alimentations électriques, les procédures de tri, de tests, d'assemblage, de montage des photomultiplicateurs, ne seront pas abordés. Ils ont été pris en charge et réalisés en grande partie par les services techniques du laboratoire, sans lesquels ni le compteur Cherenkov d'AMS, ni celui de CREAM (ni aucun autre détecteur d'ailleurs....) n'auraient pu exister.

Chapitre 1

Morceaux choisis de physique des rayons cosmiques

Depuis leur découverte en 1912 par le physicien autrichien Viktor Hess [1], les rayons cosmiques n'ont cessé d'être une intarissable source de surprises.... De la découverte de l'antimatière par C. D. Anderson [2] à l'identification d'une pléthore de particules nouvelles (pion, muon, kaon, etc...), les rayons cosmiques ont apporté nombre de découvertes, et plus encore d'interrogations. Ils constituent une source d'informations unique sur notre Univers, puisque seuls échantillons de matière qui nous parviennent de l'espace inter-sidéral.

L'une des caractéristiques les plus remarquables du rayonnement cosmique est sans aucun doute son spectre en énergie en loi de puissance ($E^{-\gamma}$), qui s'étend sur environ 12 ordres de grandeur en énergie, et 32 ordres de grandeur en flux (voir la célèbre figure 1.1. Les données ont été rassemblées par S. Swordy [3]).

Cette belle régularité du spectre des rayons cosmiques cache néanmoins des brisures significatives et nombre d'interrogations. Le spectre subit un premier changement de pente logarithmique, le "genou", situé autour de 3.10^{15} eV (voir par exemple [4]). Sans entrer dans les détails de tous les mystères que recèle le genou, signalons simplement que son origine demeure largement inconnue. Sa structure exacte, l'abondance relative des différents noyaux, ainsi que l'énergie même où se manifeste ce genou, n'ont pas encore été fermement établies. Trois ordres de grandeurs plus loin en énergie, vers 10^{18} eV, apparaît – suivant la nomenclature établie – la "cheville", au niveau de laquelle la composition du rayonnement cosmique est presque totalement inconnue. La composition nucléaire du

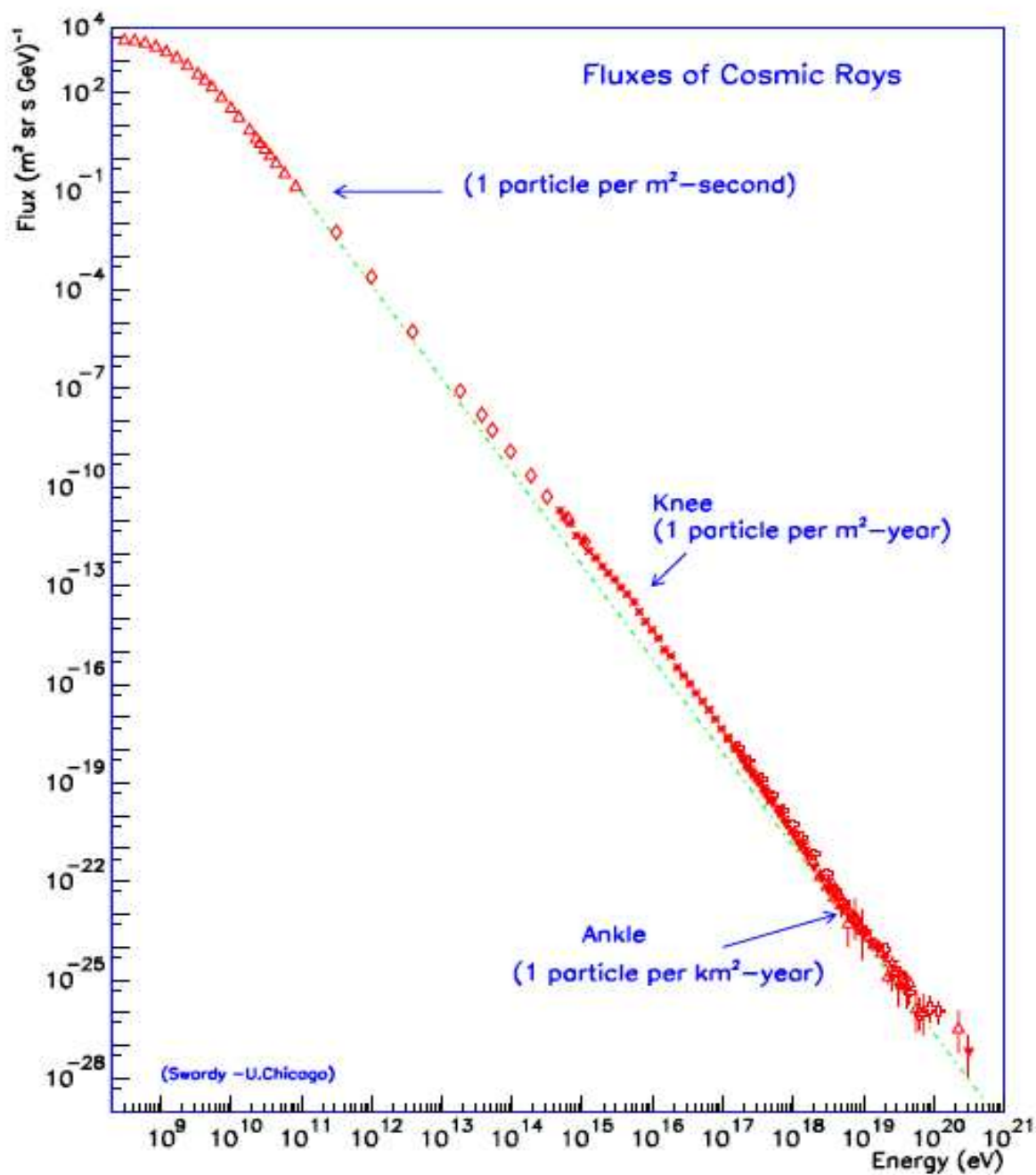


FIG. 1.1 – Spectre d'énergie du rayonnement cosmique (flux différentiel en fonction de l'énergie).

spectre des rayons cosmiques¹ fournit des informations parmi les plus riches qui soient sur les processus de propagation et d'accélération. Il est clair qu'un proton, un noyau lourd comme le Fer, ou un noyau radioactif comme le Béryllium, ne recèlent pas du tout la même information sur les sources et sur le milieu traversé.

Un commentaire détaillé du spectre complet du rayonnement cosmique nécessiterait beaucoup plus que quelques pages et n'est pas de mise ici². Nous nous concentrerons seulement sur les gammes d'énergie couvertes par les expériences AMS et CREAM. Les sujets abordés dans la suite de ce court chapitre sont aussi vus à la lumière de ces deux expériences.

Le domaine d'énergie qui sera sondé par AMS va de quelques centaines de MeV à 1 TeV, et celui de CREAM couvre la gamme 1 TeV-1 PeV. Dans cette gamme d'énergie, la détermination précise de la composition du rayonnement cosmique peut apporter des informations particulièrement précieuses sur l'accélération et le transport des rayons cosmiques.

Le spectre du rayonnement cosmique que nous mesurons, que ce soit par des méthodes de détection directe (comme c'est le cas d'AMS et de CREAM) ou indirecte (comme c'est le cas du détecteur AUGER, pour n'en citer qu'un....) n'est pas celui des rayons cosmiques à leur source. Leur propagation dans le milieu interstellaire donne lieu à des processus de modifications aussi bien de la composition des rayonnements cosmiques que de leur énergie. Etudier les rayons cosmiques consiste donc avant tout à identifier leur origine, à déterminer leur composition et leurs caractéristiques énergétiques à la source, et à comprendre leur mode de propagation.

Diffusion du rayonnement cosmique

La propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie est un phénomène complexe, qui s'accompagne de processus divers donnant lieu à des modifications de leur composition, à des pertes d'énergie, des redistributions spectrales, Relier l'indice spectral source

1. Rappelons pour mémoire que les rayons cosmiques se composent d'un pourcent d'électrons – dont l'abondance relative décroît avec l'énergie, puisque leur spectre est plus pentu – et de 99 % de noyaux. Parmi ceux-ci, on compte typiquement 89% de protons, 10% de noyaux d'Hélium et 1% d'éléments plus lourds.

2. Une liste exhaustive des articles et revues présentant les diverses particularités de ce spectre est tout aussi impossible tant la littérature abonde sur ce sujet. On pourra se reporter, pour quelques-uns de ces articles, par exemple à [3, 5, 6] et aux références qui y sont mentionnées.

à l'indice spectral mesuré implique de modéliser la propagation des rayons cosmiques, i.e. d'être capable de décrire l'évolution de la fonction de distribution de ces particules énergétiques, pour déduire du spectre mesuré, le spectre à la source.

Or, la plupart des effets qui déforment le spectre primaire ont lieu à basse énergie. Au delà de quelques centaines de GeV/n, donc dans le domaine d'énergie spécifique de CREAM et d'AMS, les phénomènes locaux comme la modulation solaire, la réaccélération diffusive, les pertes coulombiennes, . . . , sont négligeables et le transport galactique de rayonnement primaire est essentiellement dominé par la diffusion.

La diffusion dépend de la rigidité R (rapport de l'impulsion sur la charge) de la particule, et est caractérisée par le coefficient de diffusion $K(E)$, usuellement paramétré sous la forme $K(E) = K_0 \beta R^\delta$, β désignant la vitesse de la particule. Ce coefficient a donc deux paramètres libres, sa normalisation et son "indice" δ . Pour contraindre le coefficient de diffusion, l'observable à considérer est le rapport secondaire/primaire.

Au cours de leur propagation les noyaux énergétiques interagissent en effet avec le milieu interstellaire³, et peuvent être détruits par spallation. Ces réactions de spallation sont de la plus haute importance, car elles permettent d'observer, parmi les particules détectées, des noyaux secondaires produits dans une proportion qui nous renseigne directement sur la quantité de matière traversée par les rayons cosmiques depuis leurs sources.

Parmi les rapports secondaires/primaires, le rapport Bore/Carbone est celui dont les sections efficaces sont le mieux connues. Le rapport d'abondance B/C aux énergies considérées dépend essentiellement de la pente δ du coefficient de diffusion⁴, et sa mesure fournit donc une détermination quasi-directe de l'indice δ . Les valeurs de δ prédites par les divers modèles de diffusion varient au moins entre 0.3 et 0.85, et sont pour l'instant compatibles avec toutes les données à basse énergie ($< 100\text{GeV/n}$) existantes, comme on peut le constater sur la figure 1.2 [7].

A des énergies de l'ordre de 10 TeV/n, les prédictions pour le rapport B/C peuvent différer (pour les valeurs extrêmes de δ) de deux ordres de grandeur. La mesure de δ par CREAM permettra de discriminer sans ambiguïté ces différents scénarios, comme le montre la figure 1.3. Les courbes de cette figure montrent les flux attendus dans la gamme d'énergie d'AMS/CREAM pour des valeurs de l'indice spectral du coefficient de diffusion compatibles avec les données à basse énergie ($\delta = 0.3, 0.46, 0.6, 0.7, 0.85$). Les symboles

3. protons et hélium essentiellement

4. la constante K_0 du coefficient de diffusion n'entre dans la détermination du rapport B/C que comme une normalisation globale, et n'est donc pas significative.

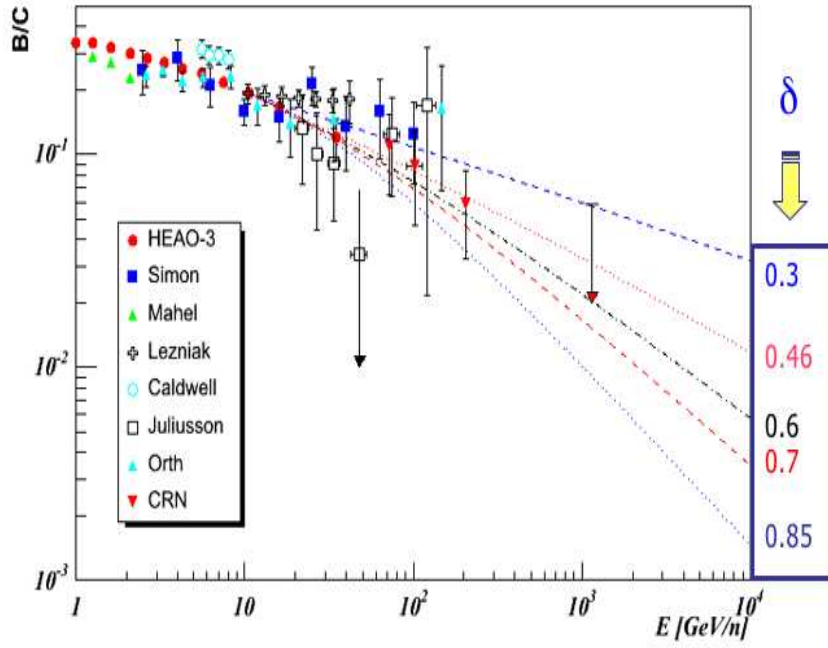


FIG. 1.2 – Données expérimentales pour le rapport B/C , en fonction de l'énergie cinétique par nucléon, extrait de [7]. Les courbes correspondent, de haut en bas, aux cas $\delta = 0.3, 0.46, 0.6, 0.7, 0.85$. Les données à basse énergie ne permettent clairement pas de discriminer les modèles.

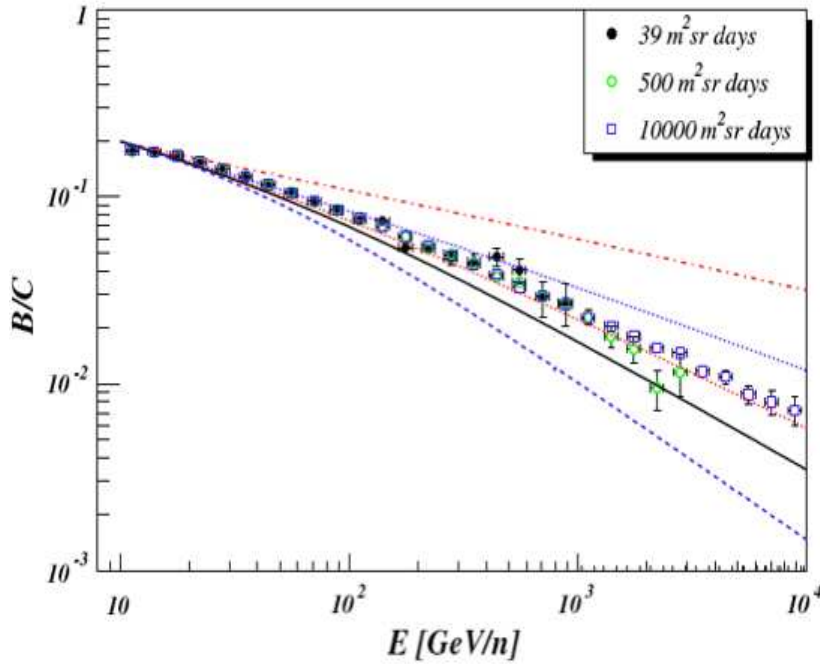


FIG. 1.3 – Rapport B/C simulé, en fonction de l'énergie cinétique par nucléon, extrait de [7]. Les courbes correspondent, de haut en bas, aux mêmes valeurs que dans la courbe précédente (i.e. $\delta = 0.3, 0.46, 0.6, 0.7, 0.85$). Le nombre de jours. m^2 .sr mentionné est le produit du temps d'exposition par l'acceptance du détecteur ($1.3 m^2$.sr).

sont le résultat d'une simulation basée sur les statistiques de comptage attendues (voir [7]) et on peut en déduire que la précision attendue sur δ est de l'ordre de 15% pour cinq cents jours. $m^2.sr$ de prise de données, soit, pour une acceptance de $1.3 m^2.sr$, environ 400 jours d'exposition effective du détecteur.

La même information physique est accessible par la mesure d'un autre rapport d'abondance secondaire/primaire : celui des produits de fragmentation du Fer avec l'abondance du Fer. Ce rapport, appelé traditionnellement SubFe/Fe, est beaucoup moins bien connu expérimentalement à cause de la difficulté à séparer les éléments dans la région $Z \sim 26$. Cette sélection sera l'une des fonctions importantes du détecteur Cherenkov proposé par le groupe CHERCAM (Grenoble-Toulouse-Mexico, voir chapitre 3), qui fournira une séparation en charge des éléments avec une résolution $\Delta Z \sim 0.3$. La mesure de ce rapport SubFe/Fe permettra ainsi de corroborer les conclusions sur la mesure de la pente du coefficient de diffusion.

Dépendance en masse de la pente logarithmique du spectre propagé

Des indications expérimentales indiquent que l'indice spectral γ du spectre propagé dépend de la masse de l'élément considéré. Les données ont été compilées et fittées dans [8]. La figure 1.4 montre les résultats d'une simulation avec une modélisation simple du détecteur, pour les statistiques attendues avec l'expérience CREAM. L'analyse des spectres simulés montrent que les pentes d'origine sont retrouvées avec une précision de l'ordre du pourcent, environ un ordre de grandeur meilleure que celle dont on dispose avec les données actuelles. Pour des valeurs simulées de $\gamma_p = 2.77$, $\gamma_{He} = 2.64$, $\gamma_C = 2.66$, $\gamma_{Fe} = 2.60$ respectivement pour les protons, l'Hélium, le Carbone et le Fer, on reconstruit des pentes logarithmiques de $\gamma_p = 2.76 \pm 0.01$, $\gamma_{He} = 2.62 \pm 0.01$, $\gamma_C = 2.64 \pm 0.01$ et $\gamma_{Fe} = 2.58 \pm 0.01$. Bien qu'il soit nécessaire de prendre en compte une description plus fine du détecteur pour des résultats plus réalistes, ces chiffres montrent que les données prises permettront soit de confirmer cette dépendance en masse de l'indice γ et d'en déterminer le détail, soit de l'infirmier sans ambiguïté.

Spectre d'accélération

Il est très vraisemblable que les noyaux qui composent les rayons cosmiques dans les gammes d'énergie d'AMS et de CREAM aient leur origine⁵ au sein de notre galaxie.

5. i.e. aient été accélérés jusqu'à ces énergies

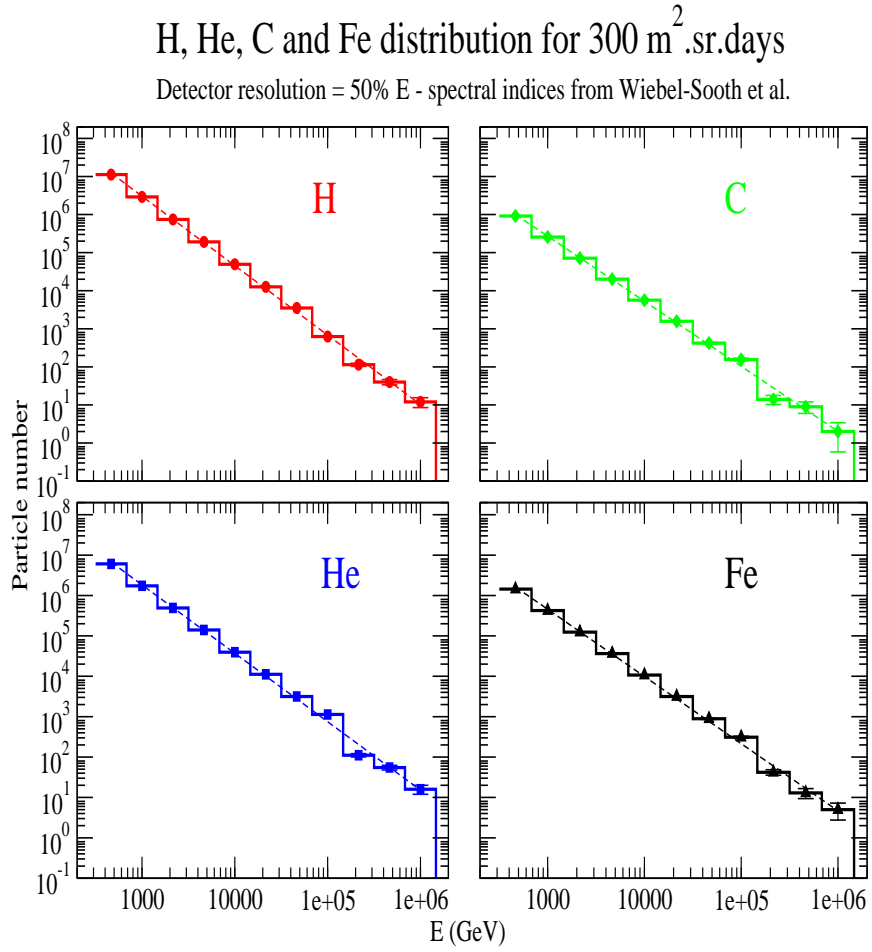


FIG. 1.4 – Spectres en énergie simulés pour les éléments H, He, C et Fe, pour 300 jours de comptage effectif (avec 3 bins par décade en énergie pour une résolution de 50%). Les valeurs de l'indice spectral utilisées sont celles de la référence [7]. Voir texte.

La source principale du rayonnement cosmique galactique se trouve, suivant l'option la plus prisée, dans les restes de supernovae (SuperNovae Remnants: SNR). De nombreux arguments viennent étayer cette hypothèse. Bien que les mécanismes d'accélération de particules dans les objets astrophysiques ne soient pas encore parfaitement bien compris, on distingue pour les noyaux, deux processus fondamentaux : l'accélération par champ électrique, et le mécanisme d'accélération de Fermi, avec toutes ses variantes. En particulier, le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc prédit, dans sa version la plus simple, un spectre en énergie qui présente le double avantage d'être en loi de puissance ($E^{-\alpha}$), et d'être universel, au sens où sa pente logarithmique α est indépendante des conditions spécifiques au voisinage des ondes de chocs considérées, ce qui permet d'"additionner" les contributions des SNR sans modifier la forme globale du spectre. De plus, ce mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc prédit, dans sa version la plus simple, un indice $\alpha = 2$, proche de la valeur déduite du spectre mesuré, une fois remonté au spectre source par des études de la propagation des rayonnements cosmiques. Cependant, cette hypothèse n'est pas sans soulever nombre de problèmes. Le calcul de la pente logarithmique à partir du modèle d'accélération par onde de choc le plus simple, ne prend pas en compte la rétroaction des particules accélérées sur les caractéristiques physiques du choc, et la valeur prédite reste trop faible pour être compatible avec les données. De nombreuses tentatives d'élaboration de modèles plus complets d'accélération dans les SNR ont été proposées, qui toutes s'accordent à prédire un spectre qui n'est plus une loi de puissance.

Quant à l'énergie maximale prédite par les modèles d'accélération dans les SNR, elle pose aussi un certain nombre de problèmes. La version la plus naturelle du processus d'accélération par ondes de choc prédit des énergies maximales pour les protons de l'ordre de 10^{14} eV, soit plus d'un ordre de grandeur en dessous de l'énergie observée (de l'ordre de quelques 10^{15}). Une telle limite mettrait bien à mal l'hypothèse SNR si des alternatives n'avaient pas été élaborées. Plusieurs scénarios ont été proposés (amplification du champ magnétique dans les fronts de chocs [6], effets non linéaires [9], ...), qui donnent des indices spectraux à la source compris entre 2 et 2.3.

La mesure de la pente logarithmique du coefficient de diffusion δ mentionnée plus haut, permettra de déterminer la pente d'accélération α du spectre à la source, qui dépend de manière critique du mécanisme d'accélération et des conditions physiques dans la région du choc.

Dans sa description la plus simple, le spectre mesuré suit en effet une loi de puissance

dont la pente logarithmique γ est la somme de l'indice spectral à la source et de l'indice du coefficient de diffusion: $\gamma = \delta + \alpha$. Toute la question est de savoir comment se répartissent ces deux indices logarithmiques δ et α , dont la détermination précise fournirait des informations précieuses sur la phénoménologie du rayonnement cosmique. La mesure de δ à partir du rapport B/C et de γ à partir du spectre propagé permet donc de déterminer directement α . A δ fixé, les résultats de la simulation réalisée dans l'article [7] et représentés sur la figure 1.5, montrent que l'expérience CREAM devrait permettre de mesurer la pente logarithmique du spectre source avec une incertitude (non statistique) – déterminée par celle sur δ , de l'ordre de 0.06.

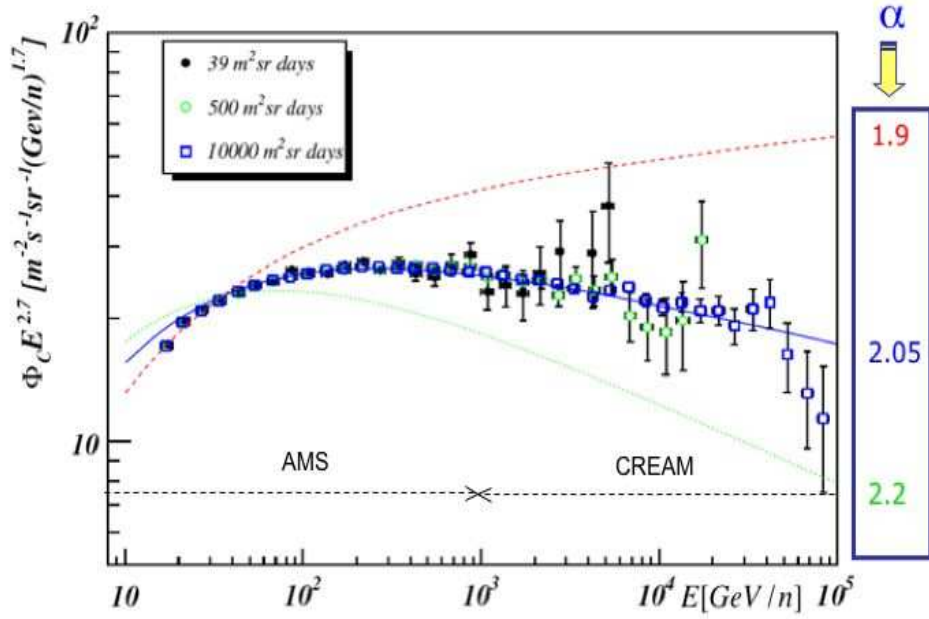


FIG. 1.5 – *Spectre attendu pour le Carbone (multiplié par $E^{2.7}$). Les résultats proviennent de simulations réalisées par A. Castellina et F. Donato dans [7]. La valeur de δ est fixée à $\delta = 0.6$, la valeur de α utilisée pour le spectre simulé est de 2.05 et les modèles (illustrés par les trois courbes) utilisent $\alpha = 1.9, 2.05$ et 2.2.*

Nombreux sont encore les apports des expériences CREAM et AMS que l'on pourrait mentionner. Mais sans entrer plus avant dans les détails, on voit déjà que ces deux expériences permettront de tester efficacement les mécanismes d'accélération et les modèles de propagation, et ce dans une gamme d'énergie relativement peu explorée. La combinaison des deux expériences AMS et CREAM pour la mesure des flux du rayonnement cosmique nucléaire devrait permettre de couvrir six décades en énergie avec des statistiques jamais

atteintes.

Chapitre 2

L'expérience AMS

2.1 Introduction

L'expérience AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) [10] peut sembler à première vue atypique pour une expérience spatiale¹, puisqu'elle consiste à mettre un détecteur de physique des particules en orbite autour de la Terre. Elle s'inscrit cependant dans la lignée des instruments embarqués tels que l'expérience HEAO-3², construits dès l'avènement de la conquête spatiale, et qui permirent de réaliser les premières mesures de précision du spectre du rayonnement cosmique.

L'objectif principal d'AMS est double:

- la recherche d'anti-noyaux : l'une des questions fondamentales de la physique actuelle réside dans la prédominance écrasante de la matière sur l'antimatière dans l'Univers observable. Les capacités d'identifications du détecteur AMS devraient permettre, si des sources d'antimatière existent, d'espérer détecter des anti-noyaux.
- la physique des rayons cosmiques : AMS devrait déterminer élément par élément le flux des rayons cosmiques pour des charges allant jusqu'à celle du Fer ($Z = 26$) dans une gamme d'énergie de 100 MeV/nucléon à 1 TeV/nucléon. AMS devrait collecter de l'ordre de 1 milliard de noyaux et isotopes (deuton, He, Li, Be, B, C, ... Fe). De nombreux aspects de la physique des rayons cosmiques sont concernés, parmi lesquels

1. Au même titre que l'expérience PAMELA d'ailleurs

2. Fruit d'une collaboration française et danoise [11, 12], le dispositif de HEAO-3 fut mis sur satellite américain en 1979 et permit d'identifier la nature des noyaux ionisés dans une gamme d'énergie atteignant 25 GeV/nucléon.

les mécanismes de propagation. Comme expliqué dans le chapitre 1, la détermination précise du rapport Bore sur Carbone (B/C) sur une large gamme d'énergie fournira en effet des informations cruciales sur la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie. Par ailleurs, la mesure du rapport ^{10}Be (radioactif, avec un temps de vie moyen de 2.3×10^6 ans) sur ^9Be (stable) à haute énergie jouera un rôle important dans la compréhension des mécanismes de propagation. Cette mesure, réalisée avec la statistique attendue pour AMS, permettra une détermination précise du temps de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie, ainsi que de la densité moyenne de matière traversée par les rayons cosmiques.

L'originalité d'AMS – construit grâce à une vaste collaboration internationale dirigée par le Professeur S. Ting, et qui compte 56 instituts et plus de 500 physiciens répartis sur trois continents (Amérique, Europe, Asie) – est d'inclure un aimant de grande dimension, permettant ainsi de déterminer le signe de la charge des particules ou noyaux qui traversent le détecteur. Déjà en 1998, une version préliminaire équipée d'un aimant permanent qui fournissait un champ magnétique de 0.15 Tesla, fut placée quelques jours à bord de la navette Discovery à l'occasion du dernier ravitaillement de la station spatiale MIR et révéla l'efficacité de son dispositif. Une ambitieuse technique d'aimant supraconducteur est prévue dans le projet final, qui devrait être arrimé à la Station Spatiale Internationale (l'ISS, située à environ 400 kilomètres du sol) avant 2010, date probable de l'arrêt des navettes américaines à destination de l'ISS.

Le détecteur AMS est constitué de six sous-détecteurs capables de déterminer précisément la nature et l'énergie des particules qui le traversent. L'ensemble de ces sous-détecteurs fournissent plusieurs mesures indépendantes en particulier de la charge Z et de la vitesse $\beta = v/c$ des particules, assurant ainsi une excellente identification. AMS permettra de détecter aussi les photons de haute énergie.

Plus précisément, AMS, dont la configuration schématique est représentée figure 2.1, contient les instruments suivants:

- un détecteur de rayonnement de transition (TRD), qui identifie des électrons et les positrons avec un facteur de réjection par rapport aux hadrons de 10^3 à 10^2 pour des énergies de 10 à 300 GeV,
- des hodoscopes à temps de vol (TOF), constitués de palettes de scintillateurs, qui fournissent des mesures précises de temps de vol, de la perte d'énergie dE/dX , ainsi que des informations sur la direction de la particule,

- un détecteur de trace au silicium, constitué de huit plans de détection à pistes de silicium double face, capable de mesurer la rigidité (rapport impulsion sur charge) avec une résolution pour le proton meilleure que 2% jusqu'à 20 GV, ainsi que la perte d'énergie dE/dX ,
- des compteurs en coïncidence (ou "veto") qui assurent que seules les particules passant dans l'ouverture de l'aimant seront acceptées,
- un imageur Cherenkov annulaire (Ring Imaging Cherenkov counter, ou RICH), qui mesure la vitesse et la charge $|Z|$ des particules et noyaux le traversant. Ces informations, combinées aux mesures d'impulsions du détecteur de trace, permettront à AMS de déterminer de façon non ambiguë la masse des particules et noyaux.
- un calorimètre électromagnétique constitué d'empilements successifs de plomb et de fibres scintillantes, qui mesure l'énergie des rayons gamma, électrons et positrons, et distingue ces derniers des hadrons avec un taux de réjection de 10^4 dans une gamme d'énergie allant de 1.5 GeV à 1 TeV.

L'équipe AMS/CREAM du L.P.S.C. de Grenoble partage la responsabilité de la construction complète du détecteur RICH avec les groupes de l'INFN-Bologne, le CIEMAT Madrid, l'Instituto Astrofisico de Canarias, l'Université de Lisbonne, l'Université de Mexico et l'Université de Maryland. Les principales caractéristiques de cet instrument sont détaillées dans la section suivante.

2.2 Le RICH d'AMS et ses spécificités

La détermination de la masse des particules et noyaux traversant le détecteur requiert la connaissance de deux quantités : l'impulsion p , déterminée par le détecteur de silicium avec une précision relative de $\sim 1\%$ sur une large gamme d'énergie, et la vitesse β , mesurée par le RICH³. La mesure de β doit se faire avec une précision relative d'environ 1 pour mille, pour pouvoir arriver, une fois la mesure de vitesse combinée avec les informations du Tracker de Silicium, à une détermination de la masse à 1%. Cela se traduit par la nécessité de déterminer l'indice de réfraction du matériau radiateur du Cherenkov (dans le

3. pour mémoire: $m = \frac{p}{\gamma\beta c}$

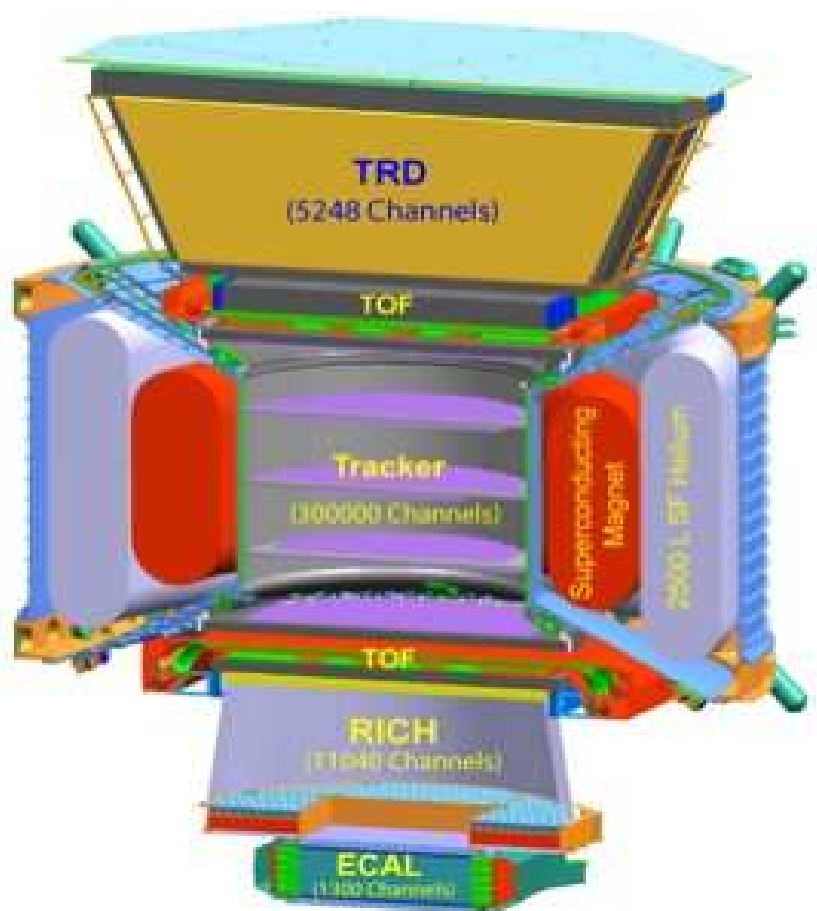


FIG. 2.1 – Schéma du détecteur AMS02. La valeur absolue de la charge est mesurée indépendamment par le détecteur de trace, le RICH et le TOF. Le signe de la charge et l'impulsion de la particule traversant le détecteur sont mesurés par les huit plans de silicium, plongés dans le champ magnétique créé par l'aimant supraconducteur. La vitesse est mesurée par le TOF, le TRD et le RICH.

cas d'AMS, de l'aérogel de silice d'indice de réfraction 1.05) avec une précision⁴ $\Delta n_{AGL} \approx 10^{-4}$.

La détermination de la vitesse est basée sur l'effet Cherenkov, illustré sur la figure 2.2. Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique, elle polarise les atomes situés le long de son parcours. Ces derniers redescendent dans l'état fondamental en émettant des photons. Si la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse de la lumière dans ce matériau, les photons émis lors de la désexcitation des atomes polarisés le sont de façon cohérente grâce aux interférences constructives des ondes émises le long de la trajectoire. Le passage de la particule chargée provoque donc l'émission d'ondes lumineuses, d'une façon similaire à l'effet Mach pour les ondes sonores. Un cône de lumière Cherenkov, dont les propriétés dépendent de la vitesse de la particule et de l'indice de réfraction du matériau, se développe le long de la trajectoire de la particule.

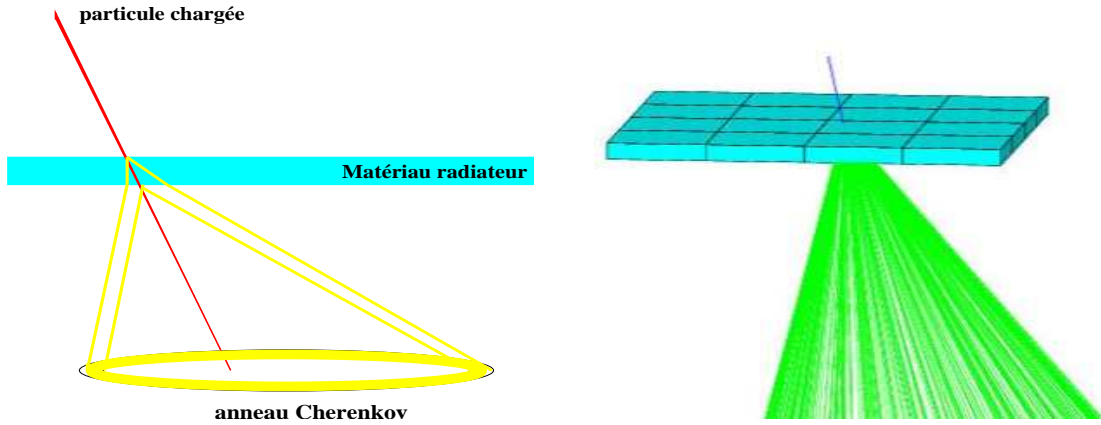


FIG. 2.2 – Schématisation de l'effet Cherenkov (à gauche) et simulation GEANT4 d'un électron ($\beta \sim 1$) traversant un plan d'aérogel (à droite).

En particulier, pour une particule de charge Ze , le demi-angle d'ouverture du cône Cherenkov est relié à l'indice de réfraction du matériau diélectrique par $\cos \theta = 1/\beta n(\omega)$, et le nombre de photons émis sur une longueur dx de matériau traversé, et dans une gamme de fréquence $d\omega$ est donné par $d^2N = \alpha Z^2 \sin^2 \theta dx d\omega$, où α est la constante de structure fine. La vitesse est ainsi déterminée par la mesure de l'angle d'ouverture du cône Cherenkov, et le nombre de photons détectés fournit une détermination indépendante de la charge de la particule.

4. voir plus bas

Comme montré sur la figure 2.3, le RICH a une forme conique tronquée, avec des rayons inférieur et supérieur respectivement de 67 cm et 60 cm, et une hauteur de 47 cm. Le plan supérieur sert de support au matériau radiateur (voir plus bas), tandis que le plan inférieur – comportant un trou central de $64 \times 64 \text{ cm}^2$ qui permet aux particules d'atteindre le calorimètre électromagnétique situé au-dessous sans être affectées – sert de support à 680 photomultiplicateurs (PMT), équipés chacun de leur guide de lumière. Sur ce plan inférieur sont aussi fixées les cartes électroniques de lecture, entièrement conçues et réalisées au L.P.S.C. La surface latérale du cône est équipée d'une surface réfléchissante, qui permet de rediriger les photons du cône Cherenkov sortant du plan de photodétection, sur les PMT.

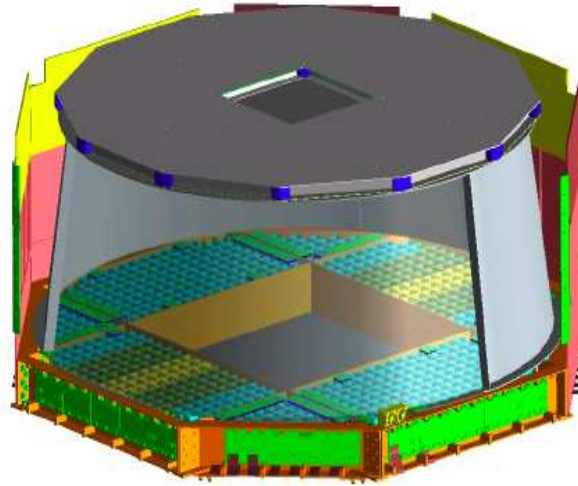


FIG. 2.3 – Schématisation du RICH d'AMS. Voir le texte pour les détails.

Les photons Cherenkov sont collectés par un plan de 680 photomultiplicateurs HAMAMATSU (R7600-00-M16). Les PMT ont une structure de 4×4 pixels, chaque pixel ayant une zone sensible de $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Ces PMT ont aussi une efficacité quantique élevée (de l'ordre de 20% entre 300 et 600 nm). Afin de les protéger du champ magnétique résiduel (inférieur à 300 Gauss), ils sont placés à l'intérieur d'un blindage, et un guide de lumière – équipant chaque PMT – permet de collecter les photons jusqu'à la partie sensible du PMT. Chacun est aussi équipé de son électronique frontale de lecture. La figure 2.4 représente les éléments principaux du système de photodétection.

Le plan de matériau radiateur est constitué d'environ 100 blocs d'aérogel de silice dont le plus grand a comme dimensions $115 \times 115 \times 25 \text{ mm}^3$, répartis autour d'un ensemble



FIG. 2.4 – *Système de photodétection, avec à gauche, un photomultiplicateur sur lequel on peut voir la structure en 4×4 pixels, un guide de lumière associé (figure du centre), et enfin trois des étapes de construction du système de photodétection (PMT et électronique de lecture (troisième plan), avec guide de lumière (deuxième plan), et avec blindage (premier plan)).*

central de 16 blocs de Fluorure de Sodium (NaF) de dimensions $85 \times 85 \times 5 \text{ mm}^3$. Le NaF a un indice de réfraction $n_{\text{NaF}} = 1.336$, supérieur à celui de l'aérogel ($n_{\text{AGL}} \approx 1.05$), et a été choisi pour augmenter l'efficacité de détection des photons pour les particules traversant le détecteur dans sa partie centrale.

Le plan d'aérogel comporte 7 types de tuiles différentes, dont les géométries sont schématisées sur la figure 2.5.

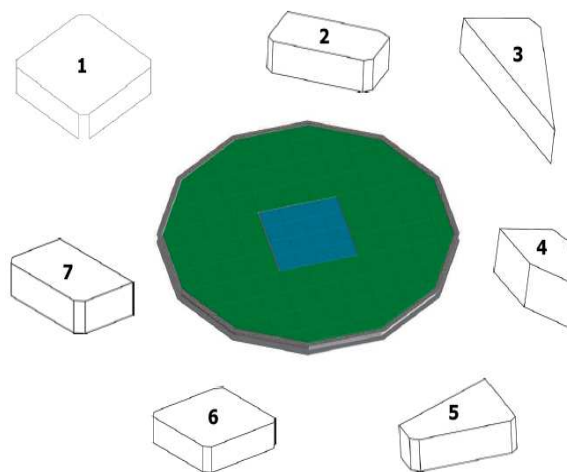


FIG. 2.5 – *Le schéma du plan d'aérogel du RICH d'AMS avec les 7 géométries de tuiles qui l'équipent. La partie bleue au centre du plan est constituée de NaF .*

Inventé dans les années 30 par l'américain S. Kistler [13, 14], l'aérogel est un matériau de

haute porosité avec une microstructure plus petite que la longueur d'onde de la lumière visible. Plusieurs types d'aérogels existent (aérogels d'alumine, d'oxyde de chrome, etc...) et celui utilisé comme radiateur Cherenkov d'AMS (ainsi que de CREAM d'ailleurs) est de l'aérogel de silice, i.e. il est composé de molécules de SiO_2 . Sa densité est très faible⁵ (99.8% de son volume est rempli d'air et sa densité est de l'ordre d'un millième de celle du verre), ce qui en fait le solide le plus léger connu à ce jour. Il a l'apparence d'un matériau transparent, ressemble un peu au toucher au polystyrène et casse facilement. Il possède par ailleurs de remarquables propriétés d'isolation thermique, comme le montre la figure 2.6, puisque sa structure lui permet d'inhiber efficacement les trois processus de propagation de la chaleur (convection, radiation, conduction). Les domaines d'utilisation de l'aérogel



FIG. 2.6 – *Illustration particulièrement frappante des propriétés d'isolant thermique remarquables de l'aérogel.*

sont vastes, parmi lesquels on peut citer, outre l'équipement des détecteurs Cherenkov⁶, la capture de poussières de la comète Wild 2 par STARDUST [15], ou, plus commercialement, l'utilisation sous forme granulaire dans les vitres pour diminuer les pertes de chaleur. . . . Mais c'est ici particulièrement les propriétés optiques qui nous intéressent, puisque les précisions de mesures de vitesse et de charge par l'imageur Cherenkov sont directement reliées à l'indice de réfraction de l'aérogel.

Suivant les procédés de fabrication, l'aérogel peut avoir un indice de réfraction entre 1.003 et 1.2. Le principe de fabrication de l'aérogel est simple, puisqu'il est produit à partir d'un gel de silice (pour l'aérogel de silice) en remplaçant la composante liquide du gel par du gaz. Cela s'avère dans la pratique techniquement très complexe, et les étapes de fabrication sont nombreuses et délicates. A titre d'exemple, il faut un mois à l'Institut Budker de

5. de l'ordre de 0.25 g/cm^3 pour les tuiles d'indice ~ 1.05 que nous utilisons

6. AMS, CREAM, LHCb,...pour ne citer que quelques expériences en cours

Physique Nucléaire de Novosibirsk, fournisseur de l'aérogel d'AMS, pour produire une plaque d'aérogel suffisante pour y découper quelques tuiles [16].

Les aérogels sont à la base hydrophiles (c'est le cas des aérogels d'AMS), mais le traitement chimique de leurs surfaces, consistant à remplacer les groupes hydrophiles O-H de la surface par des groupes non polaires O-R, où R contient du carbone, peut les faire devenir hydrophobes (c'est le cas des aérogels de CREAM, voir chapitre 3). L'absorption par l'aérogel de l'humidité présente dans l'air ambiant peut conduire à une augmentation non négligeable de sa masse, à un changement de densité, et donc d'indice de réfraction. Ce problème sera évoqué dans la section 2.7.

Comme mentionné plus haut, la mesure de la vitesse β des particules avec le détecteur Cherenkov doit se faire avec une précision relative d'environ 0.1 pour mille pour pouvoir rivaliser avec la précision du détecteur de traces au silicium – qui mesurera l'impulsion avec une précision de l'ordre de 1% – et ainsi reconstruire la masse à 1% près. La résolution en masse est en effet donnée, en fonction de la résolution en vitesse et en impulsion, par

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2} \quad (2.1)$$

La séparation des isotopes ^9Be et ^{10}Be est l'un des enjeux majeurs d'AMS. Pour ces valeurs de charge ($Z=5$), la résolution en vitesse mesurée en tests faisceau est de $1.5 \cdot 10^{-4}$, ce qui correspond à une dispersion d'indice de réfraction de l'aérogel de $\frac{\Delta n}{n} \sim 1.5 \cdot 10^{-4}$.

A titre indicatif, pour une variation de l'ordre de 10^{-3} (i.e. de l'ordre de l'inhomogénéité d'indice qui sera finalement observée pour les tuiles d'AMS), aucune séparation isotopique n'est possible.

Mais la précision de détermination de la masse n'est pas la seule contrainte sur la connaissance de l'indice de réfraction. La détermination de la charge, si elle n'impose pas une contrainte aussi sévère que celle de la séparation des isotopes, requiert aussi une mesure de l'indice de réfraction avec des précisions de quelques 10^{-4} . Le nombre de photons N étant relié à l'angle Cherenkov θ_c , à la charge Z et à l'épaisseur d de l'aérogel par $N \propto Z^2 d \sin^2 \theta_c$, l'incertitude sur la détermination de la charge est donnée par (dans l'approximation des petits angles Cherenkov) :

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(n-1)}{(n-1)}\right)^2} \quad (2.2)$$

La précision de reconstruction de la charge dépend donc des dispersions d'indice et d'épaisseur de l'aérogel.

Pour l'identification du Fer ($Z=26$), le nombre de photons étant très élevés, la contribution $\frac{\Delta N}{N}$ est négligeable. Si l'on néglige pour l'instant la dispersion en épaisseur, et en prenant pour ΔZ la valeur mesurée en test faisceau $\Delta Z = 0.25$, il est donc nécessaire de connaître l'indice de réfraction avec une précision d'au moins

$$\frac{\Delta(n-1)}{(n-1)} < 2.10^{-2}$$

c'est-à-dire $\Delta n < 10^{-3}$ pour $n = 1.05$.

L'estimation (2.2) fait intervenir aussi la dispersion de l'épaisseur de l'aérogel, et montre qu'il faut aussi connaître la géométrie des tuiles d'aérogel avec une précision meilleure que $\frac{\Delta d}{d} \sim 10^{-2}$, soit de 0.25 mm sur l'épaisseur. Cela a nécessité des mesures de métrologie précise de toutes les tuiles (voir section 2.5).

La mesure de l'indice de réfraction d'un matériau aussi complexe que l'aérogel s'est avérée être une tâche délicate, d'autant que sont apparues des inhomogénéités d'indice et que les tuiles choisies pour le RICH d'AMS possèdent l'ennuyeuse propriété d'être hydrophiles. Plusieurs techniques ont été mises au point pour tenter de déterminer l'indice – ou plutôt une carte d'indice – de chaque tuile. La première d'entre elles (dans l'ordre chronologique...) a consisté à mesurer l'indice de réfraction sur le bord des tuiles par déviation d'un faisceau laser, suivant la méthode du prisme, présentée dans la section qui suit. Nous avons ensuite effectué un test en faisceau, dans des conditions d'utilisation de l'aérogel beaucoup plus proches de celles de l'expérience AMS. Enfin, grâce à l'expérience acquise et aux résultats obtenus par ces deux techniques, nous avons mis au point une méthode de déviation laser sur faces parallèles qui nous a permis de cartographier les variations d'indices des tuiles d'aérogel.

2.3 Caractérisation de l'aérogel (I): Mesures par la méthode du prisme

2.3.1 Principe de la méthode

La détermination de l'indice de réfraction par la méthode du prisme repose sur la mesure de déviation d'un faisceau laser passant à travers les arêtes de la tuile.

2.3. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (I): MESURES PAR LA MÉTHODE DU PRISME 23

Les lois de Snell-Descartes donnent effectivement (voir figure 2.9 pour les notations) :

$$\delta = \alpha - \beta + \arcsin\left\{n \cdot \sin\left[\beta - \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right)\right]\right\} \quad (2.3)$$

où n est le rapport de l'indice de la tuile n_{AGL} à l'indice de l'air n_{Air} , β l'angle au sommet de la tuile, et α l'angle d'incidence du laser. Cette fonction admet un minimum pour $\alpha_{min} = \arcsin(n \cdot \sin(\beta/2))$:

$$\delta_{min} = 2 \arcsin\left[n \sin \frac{\beta}{2}\right] - \beta$$

On peut donc déterminer l'indice de réfraction en mesurant la déviation du faisceau pour plusieurs angles incidents, et en fittant la courbe ainsi obtenue par l'expression (2.3).

2.3.2 Installation expérimentale

Un schéma de l'installation expérimentale est représentée figure 2.7; la tuile est positionnée sur une table tournante, maintenue par des cales, et la position du laser est mesurée sur un écran situé environ 2.5 mètres plus loin, grâce à une caméra CCD.

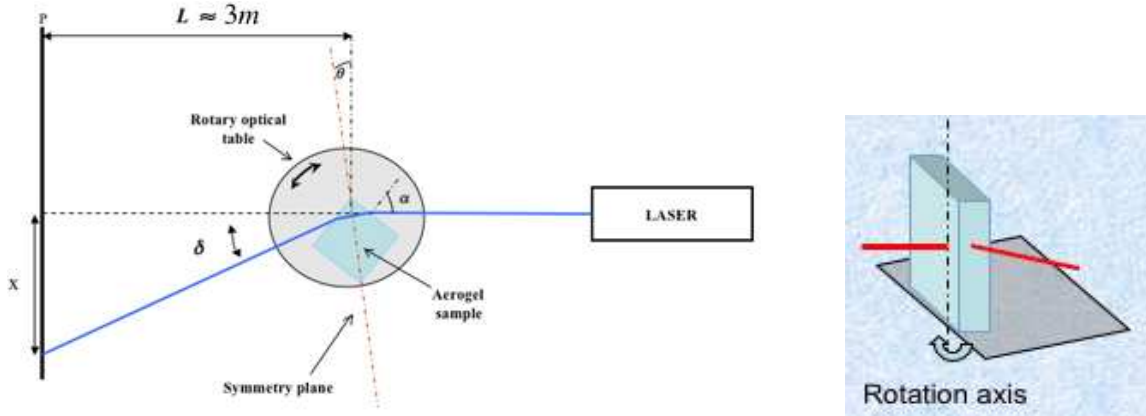


FIG. 2.7 – Schéma de l'installation expérimentale (à gauche, pas à l'échelle) et de la position de la tuile sur la table tournante (à droite).

L'axe de rotation de la table est positionné de telle sorte à être tangent à la surface de la tuile, et à passer par le spot laser (voir figure 2.7), afin d'éviter les déplacements du laser sur la tuile, qui pourraient biaiser les mesures si celle-ci est inhomogène en indice. L'angle θ entre l'axe de symétrie du prisme et la verticale est relié à l'angle incident du faisceau α par $\theta = \alpha - \frac{\pi}{4}$.

Des photos de l'installation expérimentale sont montrées figure 2.8 : on peut voir le laser (en haut à gauche), la table tournante et la tuile (en bas à gauche et au centre) et l'écran avec la caméra CCD. Pour chaque valeur de l'angle d'incidence, on détermine la position du spot laser sur l'écran en calculant son centre de gravité.

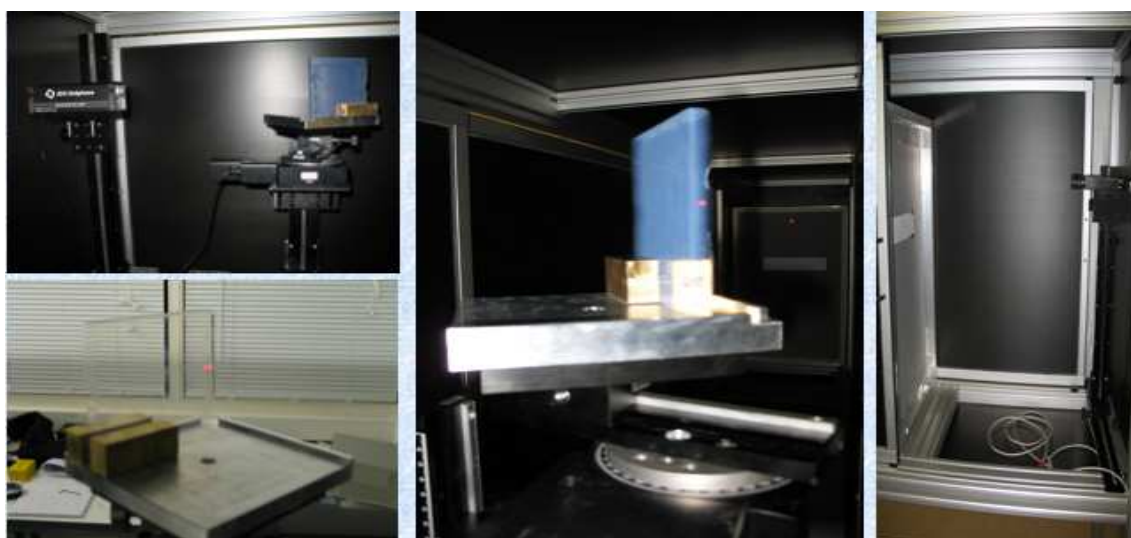


FIG. 2.8 – Photos de l'installation expérimentale: le laser (en haut à gauche), la table tournante sur laquelle est positionnée la tuile (en bas à gauche et au centre) et l'écran avec la caméra CCD.

La longueur d'onde du laser utilisé était de $\lambda = 632.8$ nm. Des mesures utilisant un laser bleu ($\lambda = 405$ nm) ont aussi été tentées, mais elles se sont avérées très difficiles à cause de l'importante diffusion Rayleigh à l'intérieur de la tuile. De plus, la qualité de la surface des tuiles n'était pas toujours optimale, conduisant à une imprécision accrue du centre du faisceau.

Cette méthode peut espérer donner une mesure de l'indice de réfraction de la tuile sur les bords de celle-ci à la précision requise ($\Delta n/n \approx 10^{-4}$) pour autant que les mesures de distance soient raisonnablement précises ($\Delta L \approx 2$ mm) et que toutes les corrections géométriques aient été incluses. De façon plus générale, tous les effets susceptibles d'avoir une influence au niveau de la précision recherchée doivent être contrôlés avec soin et inclus dans l'extraction de la valeur de l'indice de réfraction en chaque point.

2.3.3 Corrections

Les corrections dont il faut tenir compte sont de plusieurs types : indice de l'air, mesure des angles de déviation, influence de la clarté de la tuile, de la pression. Elles sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.

Indice de réfraction de l'air

L'indice de réfraction de l'air est de $n_{air} = 1.0003$ à 20° et sous une pression d'une atmosphère. Pour une mesure d'indice à 10^{-4} , il est nécessaire de tenir compte de cette valeur, et non de supposer $n_{air} = 1$ dans l'expression (2.3), comme il l'est généralement fait dans ce genre de mesures.

Mesure de l'angle de déviation

Mesurer l'angle de déviation δ suppose de connaître deux distances: la déviation x du faisceau laser comparé à sa trajectoire sans la présence de la tuile d'aérogel – déterminée avec une précision relative de 10^{-3} – et la distance du point de déviation à l'intérieur de l'aérogel, à l'écran. Pour déterminer cette dernière, on utilise les angles tels qu'ils sont définis sur la figure 2.9. Ils satisfont les relations suivantes :

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \alpha_2$$

$$\alpha_3 = \beta - \alpha_2$$

$$n_2 \sin \alpha_3 = n_1 \sin \alpha_4$$

On a, avec les notations définies sur la figure 2.9, $\tan \delta = \frac{\tilde{x}}{\tilde{L}}$ et les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\tilde{x} &= x - \frac{\sin \beta \sin(\alpha - \alpha_2)}{\cos(\beta - \alpha_2)} l_0 \\ \tilde{L} &= L - \frac{\sin \beta \cos(\alpha - \alpha_2)}{\cos(\beta - \alpha_2)} l_0\end{aligned}$$

On utilise comme référence la distance L entre l'écran et le spot laser sur la surface d'entrée de la tuile. On déduit ainsi la déviation δ par :

$$\delta = \arctan \frac{x - \frac{\sin \beta \sin(\alpha - \alpha_2)}{\cos(\beta - \alpha_2)} l_0}{L - \frac{\sin \beta \cos(\alpha - \alpha_2)}{\cos(\beta - \alpha_2)} l_0}$$

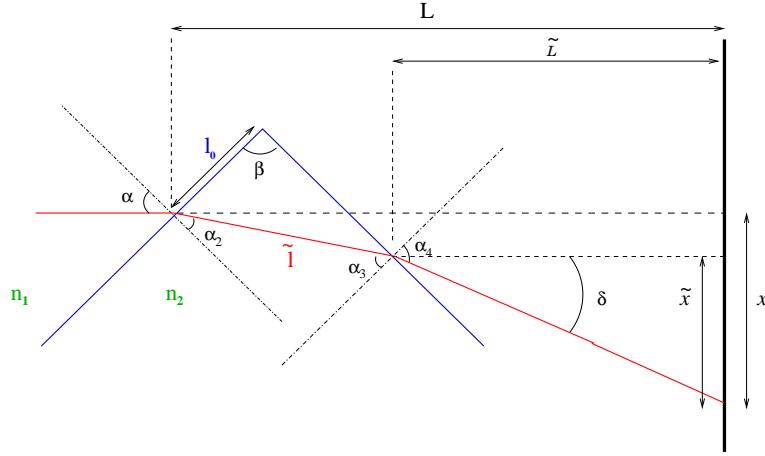


FIG. 2.9 – Schéma de la réfraction du faisceau laser par une tuile d'aérogel et définitions des notations.

Cette correction doit être prise en compte aussi lorsque l'on corrige des effets dus à la clarté.

Correction due à la clarté de la tuile

Cette correction est induite par la diffusion à l'intérieur de la tuile pour différents chemins parcourus par le faisceau. L'intensité en un point x du centre x_0 du faisceau est donnée par

$$I_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$$

Un rayon situé à une distance $|x - x_0|$ du rayon central aura une différence de marche avec ce dernier donnée par (voir figure 2.10 pour les notations) :

$$\begin{aligned} \Delta p &= (x - x_0) \tan \alpha - \frac{\sin \beta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \alpha_2) \cos \alpha} (x - x_0) \\ &+ (x - x_0)(\tan \alpha_4 - \tan \delta) \\ \alpha_2 &= \arcsin \frac{\sin \alpha}{n} \end{aligned}$$

Le premier terme est la différence de marche avant l'entrée du faisceau dans l'aérogel, le second est la différence de marche à l'intérieur, et le troisième entre la face de sortie de

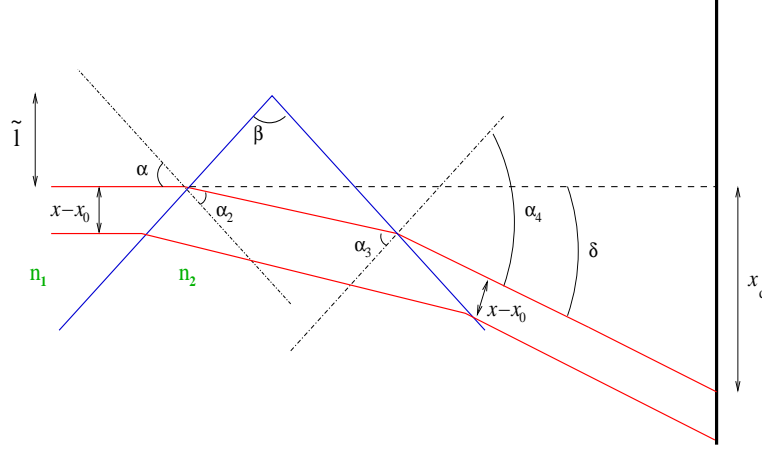


FIG. 2.10 – Notations utilisées pour déterminer les corrections dues à la clarté

la tuile et l'écran. Seul le second terme importe pour la correction de clarté.

$$\begin{aligned}\Delta p_{AGL} &= \frac{\sin \beta}{\sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \arcsin \frac{\sin \alpha}{n}) \cos \alpha} (x - x_0) \\ &= D (x - x_0)\end{aligned}$$

La dépendance en longueur d'onde de la transmittance de l'aérogel peut être décrite par la formule de diffusion de Rayleigh:

$$A(d) = A_0 e^{-\frac{Cd}{\lambda^4}}$$

où d est l'épaisseur traversée par le faisceau et la clarté C est proportionnelle à l'inverse de la longueur de diffusion: $C \sim \frac{1}{L_{scat}}$.

Ainsi un rayon passant à une distance $|x - x_0|$ du rayon central du faisceau sera atténué par rapport à l'intensité d'entrée par un facteur $A(x)$ (i.e. $I(x) = I_0(x) A(x)$) avec

$$A(x) = A_0 e^{-\frac{C}{\lambda^4} D(x - x_0)}$$

L'intensité en x devient donc

$$\begin{aligned}I(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{C}{\lambda^4} D(x - x_0) - \frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x - x_1)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{C^2 D^2 \sigma^2}{2\lambda^8}}\end{aligned}$$

où l'on a noté $x_1 = x_0 - \frac{CD\sigma^2}{\lambda^4}$. Le faisceau n'est ainsi pas seulement atténué, il est aussi déplacé.

Avec $L = 3$ m, $x_d = 30$ cm, $\beta = \frac{\pi}{2}$, $n = 1.05$, $\alpha = \alpha_{min} \approx 0.84$ rad et $\tilde{l} \approx 1$ cm, $C = 0.0051 \mu m^4 cm^{-1}$ et $\sigma = 3$ mm, le déplacement est de l'ordre de 0.25 mm, ce dont on doit tenir compte.

Dépendance en pression

Les mesures sont réalisées à pression ambiante, ce qui ne correspond pas aux conditions d'utilisation de l'aérogel une fois l'expérience AMS arrimée sur l'ISS. Il était donc nécessaire de quantifier la variation de l'indice de réfraction mesurée avec la pression.

La variation attendue de la densité avec la pression est

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 3\varepsilon$$

où ε est le coefficient de compression, relié au module d'Young E par $\varepsilon = \frac{P}{E}$, P étant la pression. En utilisant la valeur du module d'Young fournie par le producteur [16], i.e. 50 MPa, on estime la variation de densité entre la pression atmosphérique et le vide, à

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx \frac{\Delta n_{AGL} - 1}{n_{AGL} - 1} \approx 6.10^{-3}$$

ce qui correspond à une variation relative d'indice de réfraction⁷ $\frac{\Delta n_{AGL}}{n_{AGL}} \approx 3.10^{-4}$.

Cette estimation n'est pas en accord avec un article récent [17], dans lequel les auteurs mesurent sur des échantillons de tuile de Novosibirsk, une variation absolue de l'ordre de 10^{-2} entre 10^{-5} mbar et 1 bar.

Pour lever toute ambiguïté, nous avons réalisé la mesure de la variation de l'indice de réfraction avec la pression, en utilisant un montage dédié, représenté sur la figure 2.11.

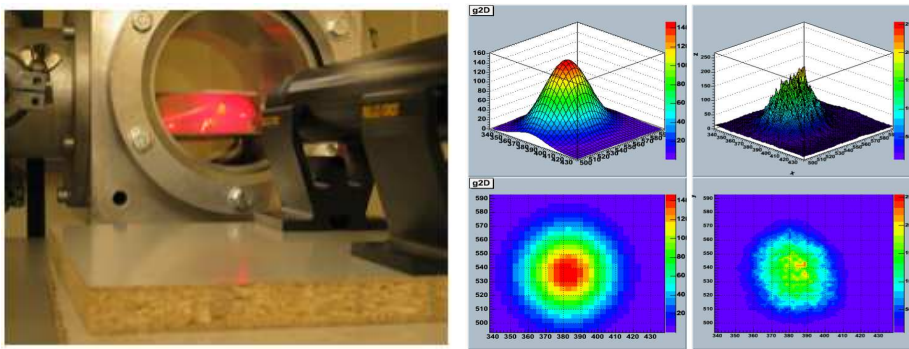


FIG. 2.11 – De gauche à droite: (a) tuile d'aérogel insérée dans une enceinte à vide et laser utilisé pour la mesure de la variation d'indice avec la pression (b) Profil du faisceau laser dévié, à une distance de 5 mètres; en haut à droite on peut voir l'intensité mesurée, en haut à gauche le profil fitté par une gaussienne 2D, et en bas les courbes de niveau respectives.

⁷. voir section 2.5.1 pour le lien entre densité et indice de réfraction

2.3. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (I): MESURES PAR LA MÉTHODE DU PRISME²⁹

La tuile d'aérogel est insérée dans une enceinte à vide et nous utilisons un laser Hélium/Néon avec une longueur d'onde de 632.8 nm, de sorte à réduire la diffusion Rayleigh et à avoir une meilleure détermination du centre du faisceau. Le faisceau défléchi est détecté sur un écran situé à environ 5 mètres de distance, et des mesures ont été prises pour 20 valeurs de la pression, de 10^{-7} atm à 1 atm. La position du centre du faisceau a été déterminée par trois méthodes différentes: tout d'abord, en fittant une gaussienne bidimensionnelle de la forme du faisceau, puis en fittant une projection (gaussienne à une dimension) au pixel d'intensité maximale, et enfin en déterminant le barycentre du faisceau. Les trois méthodes donnent des résultats similaires, comme le montre la figure 2.12.

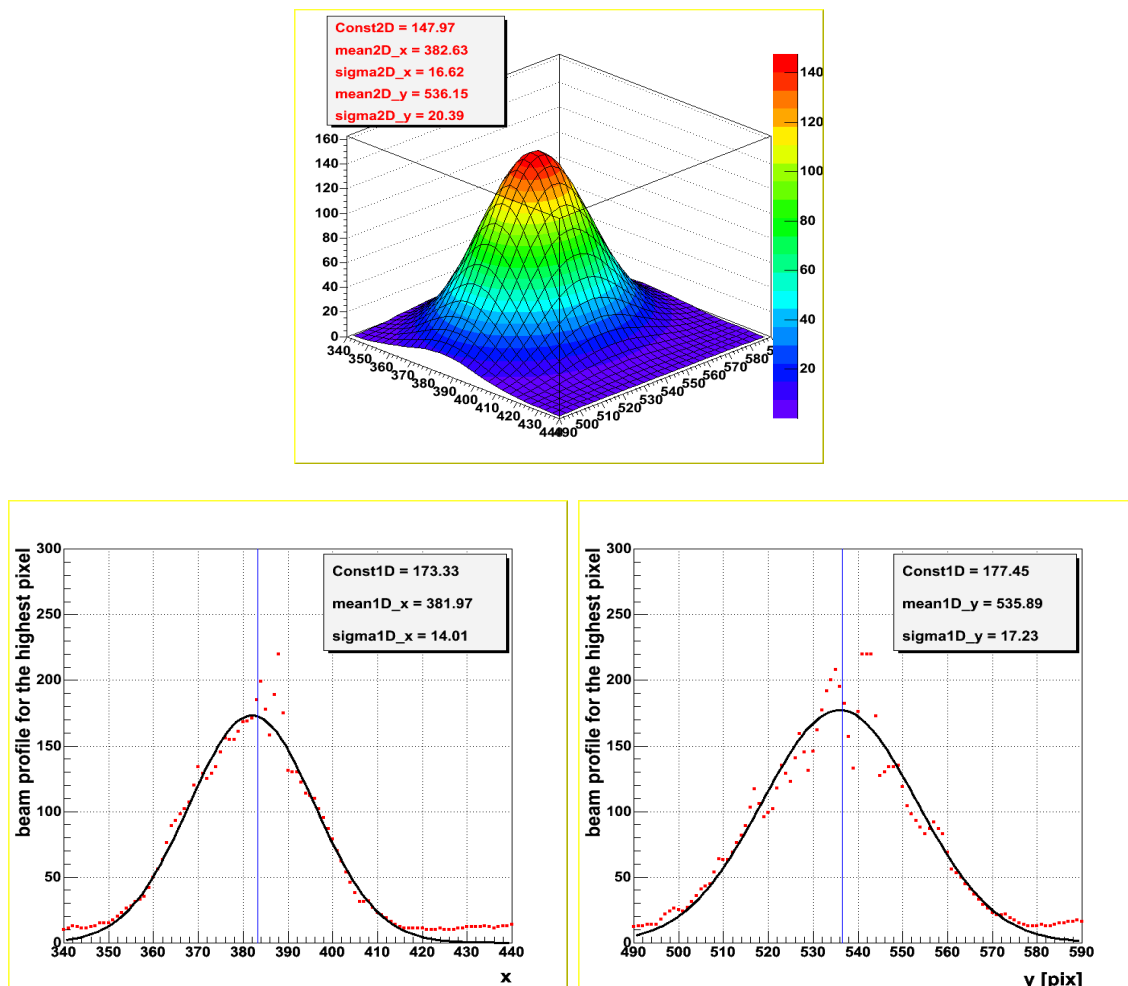


FIG. 2.12 – Position du centre du faisceau déterminée par trois méthodes différentes: en haut, le profil du faisceau est fitté par une gaussienne bidimensionnelle. En bas, une projection en x et y du profil du faisceau au pixel d'intensité maximale est fitté par une gaussienne à une dimension (en x à gauche et en y à droite).

Le centre du faisceau est représenté sur la figure 2.13. Les paliers correspondent aux points où la valve de la pompe a été légèrement ouverte, afin d'accélérer la montée en pression. Par ailleurs, les mesures ont été répétées plusieurs fois en partant du vide ou de la pression ambiante, sans montrer aucun signe de variation entre les prises de mesures successives.

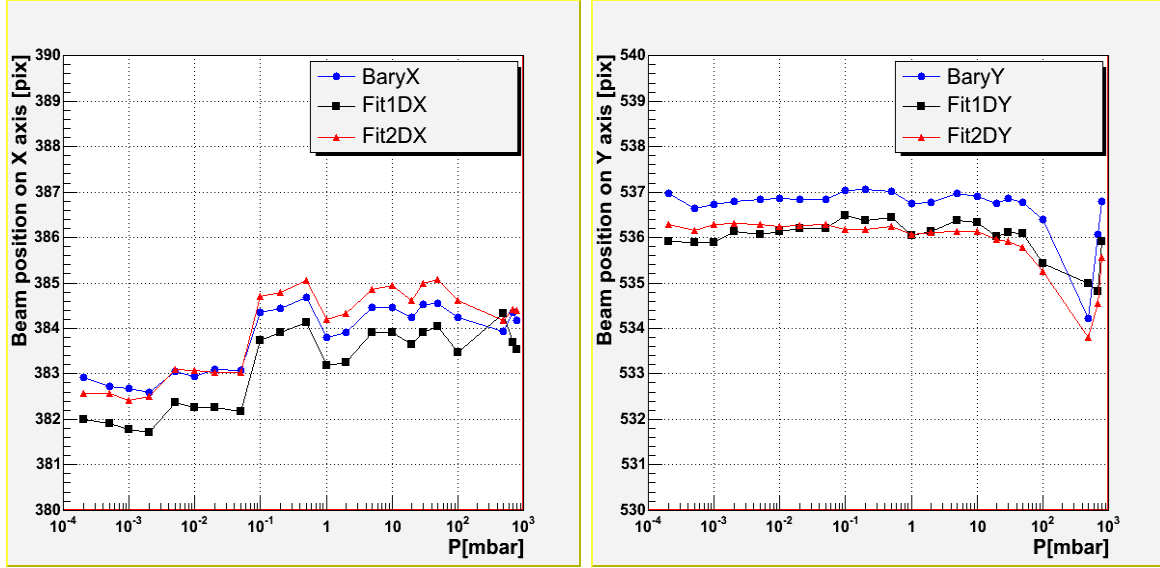


FIG. 2.13 – Variation de la position du centre du faisceau avec la pression. 3 pixels correspondent à 0.5 mm

En considérant le maximum de variation donnée par les trois méthodes combinées sur la gamme complète de pression considérée, le centre du faisceau ne varie pas de plus de 0.5 mm. Cela correspond à une variation d'angle de déviation $\Delta\delta \approx 10^{-5} \approx 2 \frac{\Delta n}{n}$ où l'on rappelle que $n = \frac{n_{AGL}}{n_{air}}$. En considérant le fait que l'indice de l'air varie de 1.0 à 1.0003, on aboutit à une variation totale de $3.5 \cdot 10^{-4}$ sur l'indice de réfraction de l'aérogel entre le vide et la pression atmosphérique, ce qui est tout à fait en accord avec la variation attendue, estimée à partir du module d'Young. Les détermination d'indice étant effectuées à pression atmosphérique, cette valeur représente donc la limite de précision que l'on peut au mieux espérer atteindre dans la mesure de l'indice de réfraction du radiateur du RICH d'AMS.

Dépendance en température

Le coefficient d'expansion thermique de l'aérogel est très faible, autour de $4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, ce qui suggère une très petite variation de l'indice sur de larges gammes de température.

En effet, pour une variation de 40°C , on s'attend à une différence d'indice d'environ $\frac{\Delta n_{AGL}}{n_{AGL}} \approx 2.10^{-6}$, effet non mesurable au niveau de précision que l'on peut espérer atteindre.

2.3.4 Résultats

Une séquence typique d'évolution du spot laser sur le plan de détection (constitué d'un écran et d'une caméra CCD) est illustrée sur la figure 2.14. La position du centre du

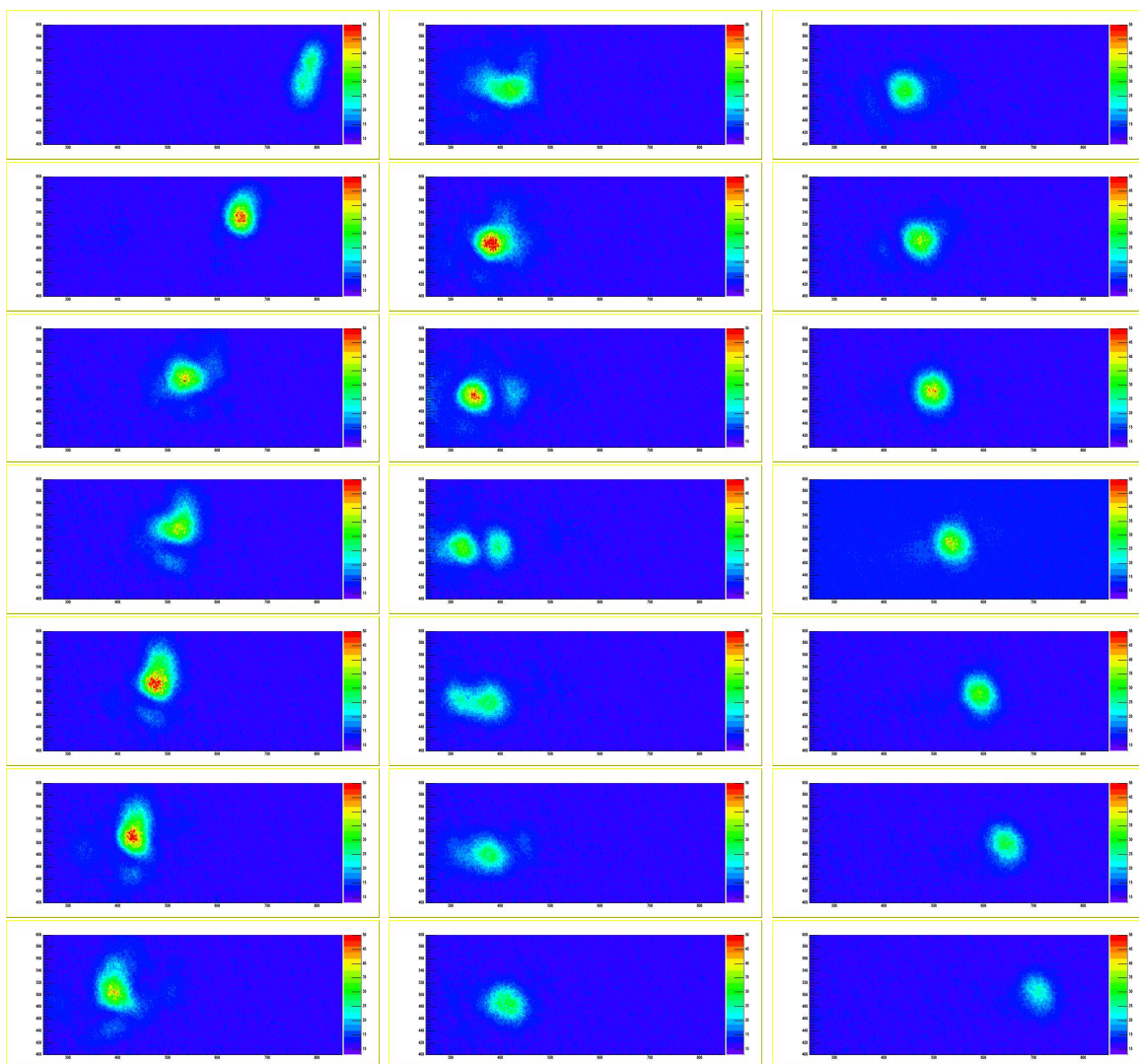


FIG. 2.14 – Evolution du spot laser sur le plan de détection. L'ordre chronologique va de haut en bas et de gauche à droite. Le pas de variation de l'angle d'incidence α du laser est de 1 degré.

faisceau a été calculée en déterminant le barycentre du spot lumineux.

Pour déduire l'indice de réfraction en chaque point du bord de la tuile mesuré, deux procédures de fit différentes ont été étudiées : la première consiste à prendre comme paramètres du fit à la fois le rapport de l'indice de la tuile n_{AGL} à l'indice de l'air n_{air} , noté n dans l'expression (2.3), et l'angle du prisme β . La seconde consiste à fixer l'angle β et à introduire un paramètre d'angle additionnel, η , tenant compte des incertitudes systématiques éventuelles sur l'angle d'incidence α du laser, de sorte que l'expression (2.3) devient [18]:

$$\delta = \alpha + \eta - \beta + \arcsin\left\{n \cdot \sin\left[\beta - \arcsin\left(\frac{\sin(\alpha + \eta)}{n}\right)\right]\right\} \quad (2.4)$$

Des résultats de mesures typiques, fittés avec ces deux méthodes sont représentés sur la figure 2.15 et la figure 2.16 montre la variation de l'indice de réfraction mesurées sur les bords de la tuile 100a⁸.

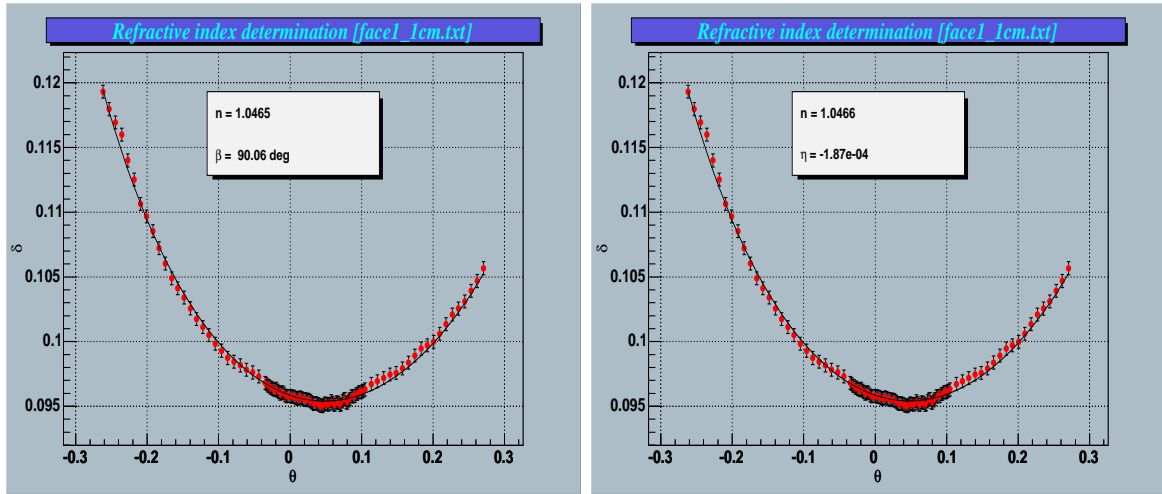


FIG. 2.15 – Résultats typiques obtenus en utilisant le fit avec les paramètres (n, β) (à gauche) et (n, η) (à droite).

La procédure de fit qui utilise comme paramètres (n, β) est probablement la plus correcte, puisqu'une variation de quelques dixièmes de degrés sur l'angle β introduit une variation sur n de quelques 10^{-4} . Cependant, l'utilisation de cette méthode conduit à des corrélations entre n et β , comme on peut le voir sur la figure 2.16. L'angle β est essentiellement déterminé par les branches de la courbe $\delta(\alpha)$ et sa détermination précise requiert

8. tous les résultats présentés ici sont bien sûr représentatifs des résultats obtenues avec les autres tuiles

2.3. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (I): MESURES PAR LA MÉTHODE DU PRISME³³

un intervalle d'angles scannés plus large que ce que notre configuration expérimentale permet. Par ailleurs, la seconde méthode de fit, avec (n, η) comme paramètres et β fixé à 90° – ce qui est essentiellement un fit à un paramètre – donne des variations plus douces de l'indice le long du bord de la tuile, et aucune corrélation entre les paramètres. Les valeurs de η obtenues sont entre quelques 10^{-4} et quelques 10^{-3} radians. Quelle que soit la méthode de fit utilisée, la précision⁹ sur l'indice n est autour de quelques 10^{-5} .

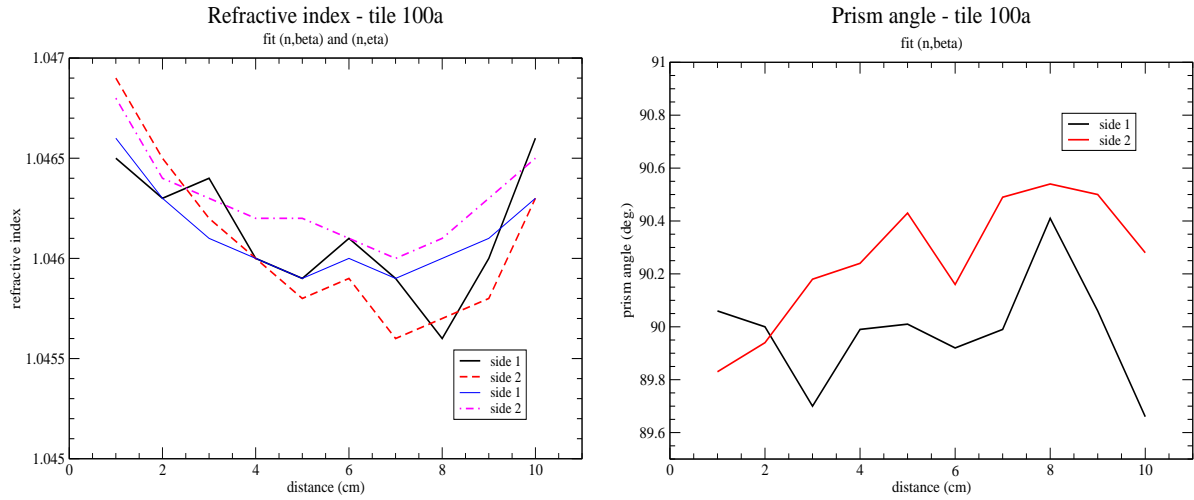


FIG. 2.16 – *Indice de réfraction et angle β pour deux faces latérales consécutives de la tuile 100a.*

On remarque sur la figure 2.16 que les derniers points de la face 1 ont un indice de réfraction relativement différent de l'indice du premier point de la face 2 (ils diffèrent d'environ $5 \cdot 10^{-4}$), bien que les deux points soient relativement proches sur la tuile.

Cela indique soit que l'angle β varie sur les bords de la tuile, et soit que fixer sa valeur induit sur le résultat une variation artificielle du paramètre n , soit que la tuile possède une inhomogénéité d'indice de réfraction.

D'autres mesures ont été réalisées, avec cette fois-ci la tuile en position horizontale. Des scans en fonction de la hauteur du laser sur les faces latérales ont été effectués. Les quatre angles ont été étudiés et les variations de l'indice de réfraction sont représentées sur la figure 2.17. De fortes variations d'indice sont à nouveau observées.

9. l'incertitude mentionnée ici est l'incertitude standard en statistique, i.e. définie par la variation sur n induite par une augmentation de 1 du χ^2 . Il ne s'agit en aucun cas de la précision de détermination de l'indice de réfraction par la méthode de déviation laser utilisée ici.

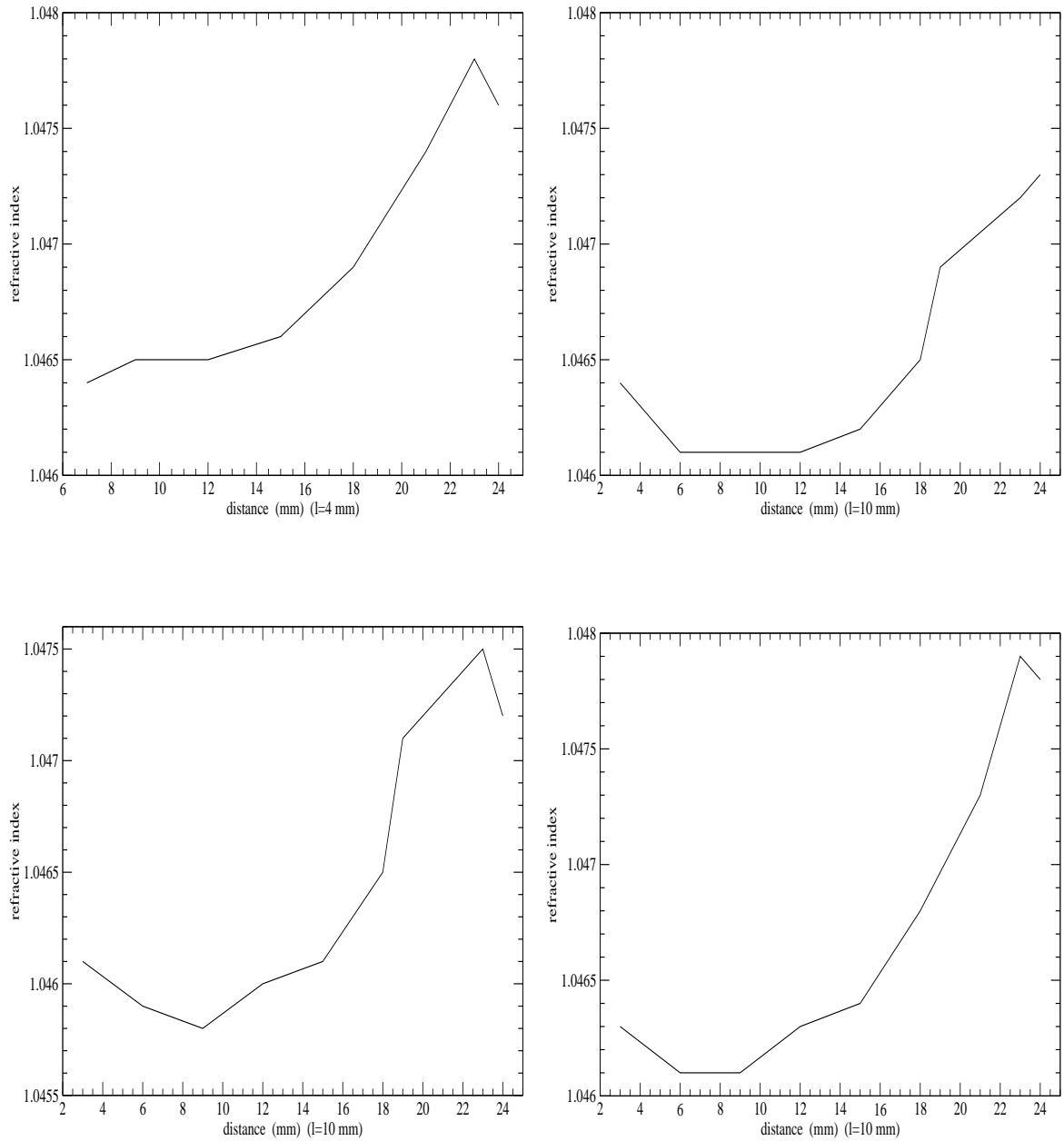


FIG. 2.17 – Variation de l'indice avec la hauteur h du spot d'entrée sur la face latérale de la tuile. (tuile positionnée horizontalement - voir figure 2.19) pour chacun des quatre coins. La distance l est constante pour chacune de ces mesures, et indiquée entre parenthèses.

Afin d'éliminer une possible influence de l'angle β , nous avons mesuré l'indice de réfraction pour différentes positions horizontales du faisceau laser d'entrée, en gardant fixe sa position verticale. Toutes les mesures sont ainsi réalisées à β fixé.

Les coins sont tout d'abord mesurés avec la tuile en position horizontale. Les mesures ont été effectuées à 1 centimètre du bord supérieur de la tuile, et pour différentes positions l du faisceau (voir le schéma de la figure 2.19 pour les détails). Les mesures ont à nouveau été réalisées pour les quatre angles et les variations de l'indice de réfraction sont représentées sur la figure 2.18.

Enfin, des mesures similaires avec la tuile en position verticale ont été effectuées. Les mesures ont été effectuées à 1 centimètre du bord supérieur de la tuile, et pour différentes positions l du faisceau (voir le schéma de la figure 2.21 pour les détails).

La dépendance de l'indice de réfraction avec la distance l du spot lumineux à l'arête de la tuile est résumée dans le tableau 2.1 et la figure 2.20. On peut constater une variation de $1.6 \cdot 10^{-3}$ sur moins d'un centimètre et demi. Remarquons une fois de plus que, bien que nous ne puissions pas mesurer précisément l'angle β avec l'installation expérimentale dont nous disposons, un écart de β à 90° ne peut en aucun cas simuler une variation d'indice de réfraction de l'ampleur de celle observée¹⁰. On note aussi que la variation la plus rapide a lieu proche des bords de la tuile, sur environ les six premiers millimètres.

TAB. 2.1 – Valeurs de l'indice de réfraction en fonction de la distance l du spot lumineux à l'arête de la tuile. L'angle β est fixé et les paramètres du fit sont (n, η) .

l (mm)	n
2	1.0475
5	1.0468
8	1.0462
10	1.0459
12	1.0460
15	1.0463

Cette variation rapide de l'indice de réfraction sur les bords de la tuile est confirmée par l'enregistrement du trajet du faisceau laser à travers la tuile, représenté figure 2.22, qui

10. β ne variant pas pour une hauteur fixée de la tuile

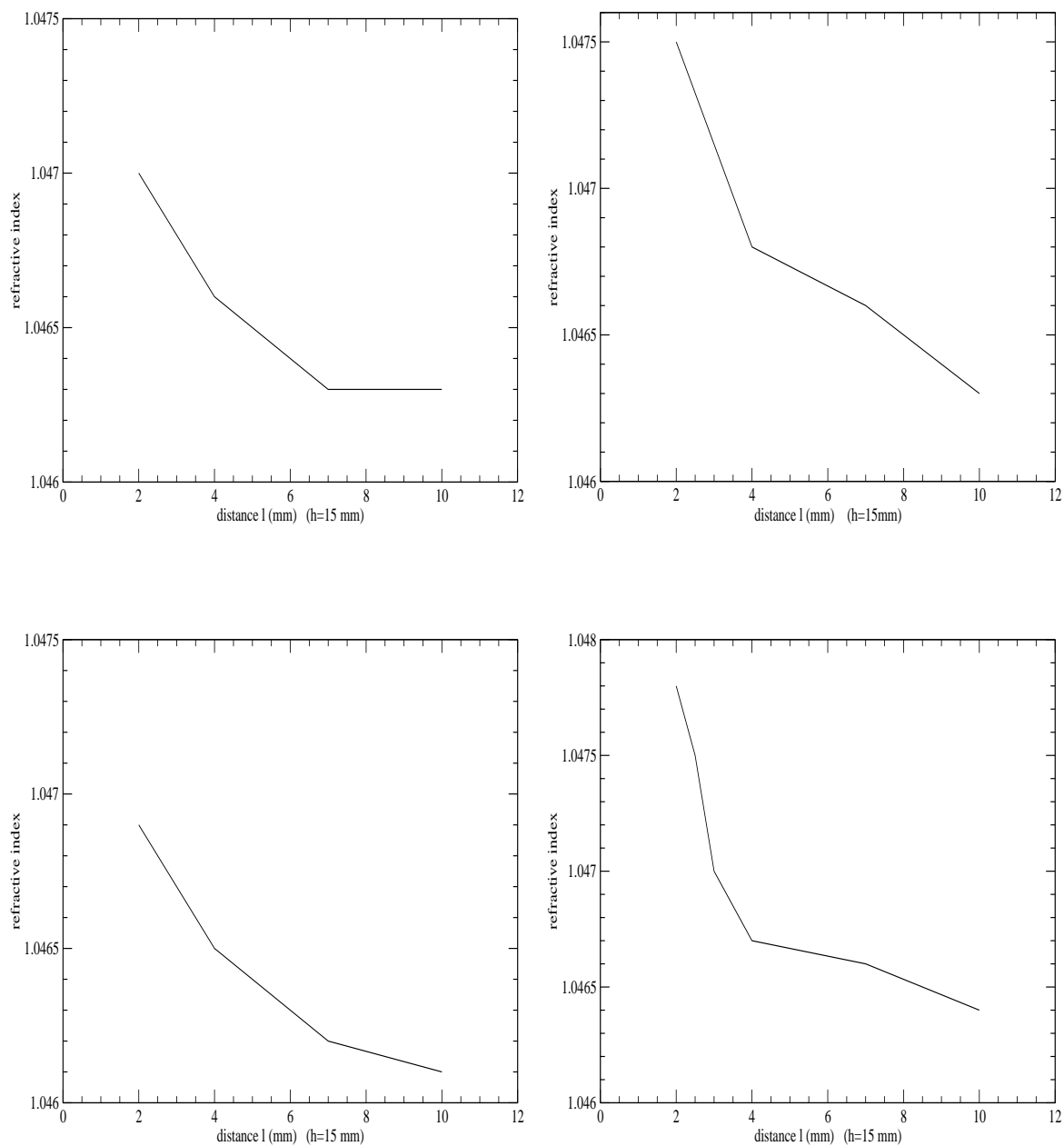


FIG. 2.18 – Variation de l'indice avec la distance l du spot d'entrée sur la face latérale de la tuile. (tuile positionnée horizontalement - voir figure 2.19) pour chacun des quatre coins. La hauteur h est constante pour chacune de ces mesures, et indiquée entre parenthèses.

2.3. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (I): MESURES PAR LA MÉTHODE DU PRISME37

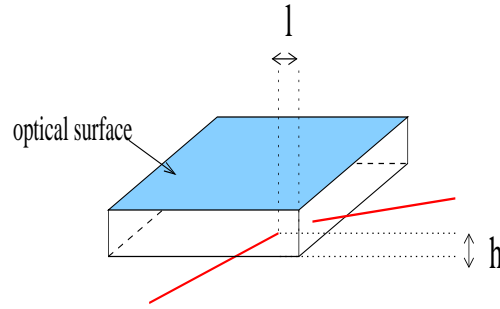


FIG. 2.19 – Schéma du positionnement de la tuile et définition des distance l et h représentées sur la 2.17.

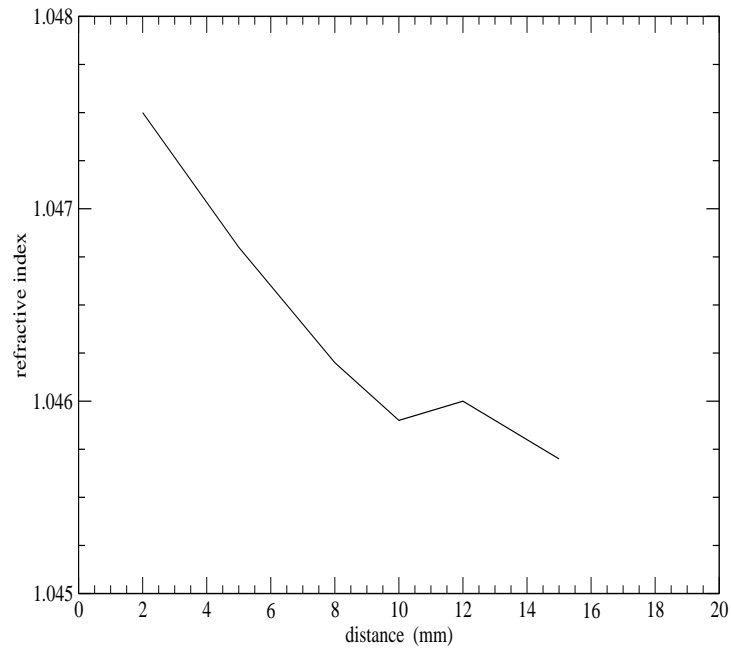


FIG. 2.20 – Dépendance de l'indice de réfraction avec la distance l du spot lumineux à l'arête de la tuile (voir figure 2.21). L'angle β est fixé et les paramètres du fit sont (n, η) .

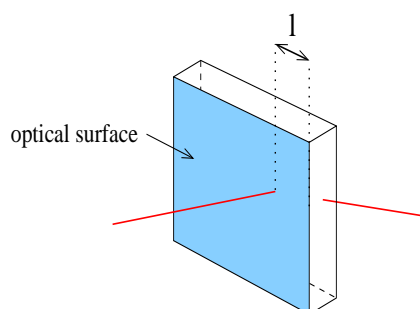


FIG. 2.21 – Schéma du positionnement de la tuile et définition de la distance l représentée dans la figure 2.20.

montre une nette déviation du faisceau lorsque le laser se rapproche des surfaces inférieure et supérieure de la tuile (voir figure 2.22).

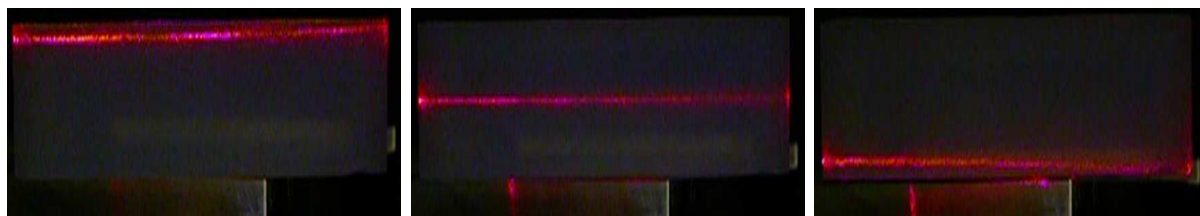


FIG. 2.22 – Trajectoire du faisceau laser à travers la tuile (en position horizontale).

Toutes les séries de mesures effectuées conduisent ainsi à la même conclusion : les tuiles d'aérogel dont nous disposons présentent d'importantes inhomogénéités d'indice de réfraction. Une méconnaissance de l'indice de réfraction de l'aérogel au niveau de 10^{-3} n'est pas acceptable, et conduirait, outre l'impossibilité de séparation isotopique, à des performances du RICH d'AMS médiocres, incompatibles avec les très bonnes performances de mesures de l'impulsion du détecteur de traces. Outre l'indétermination précise de l'angle du prisme β inhérente à l'installation expérimentale utilisée, on ne peut donc se satisfaire de mesures effectuées seulement sur les bords de la tuile. D'autres méthodes doivent donc être mises au point.

2.4 Caractérisation de l'aérogel (II): Détermination de la variation de l'indice de réfraction par test en faisceau

La façon la plus satisfaisante pour mesurer la variation d'indice de réfraction est incontestablement au moyen d'un faisceau. Grâce à la collaboration de collègues du LHCb, nous avons pu réaliser ces mesures en utilisant l'installation APACHE¹¹, développée à Milan par la collaboration RICH-LHCb, et le faisceau d'électrons de Frascati (INFN).

2.4.1 Principe de la méthode et installation expérimentale

La méthode ne sera pas totalement décrite ici puisque tous les détails peuvent être trouvés dans [19] et [20].

L'idée de la mesure repose sur le fait que chaque variation d'indice de réfraction de la tuile se traduit par une variation de l'angle d'émission des photons Cherenkov.

Les mesures en test faisceau ont été réalisées au Beam Test Facility (BTF) du Laboratoire National de Frascati et nous avons utilisé des électrons de 500 MeV ($1 - \beta^2 \approx 10^{-6}$). On suppose donc $\beta = 1$, l'effet sur Δn étant de l'ordre de 5.10^{-7} , i.e. hautement négligeable. L'installation expérimentale, dont une description détaillée peut être trouvée dans [19], est constituée d'un container étanche à la lumière contenant un moteur XY – permettant un scan automatique des positions du faisceau sur la tuile – une plaque support sur laquelle repose la tuile, elle-même fixée par des cales, et un miroir sphérique pour focaliser les photons sur une plaque photographique, évitant ainsi tous les effets d'épaisseur. Le schéma de l'installation est représenté figure 2.23.

Une partie de l'anneau Cherenkov de l'aérogel est détectée, ainsi que l'anneau complet de l'azote. Ce dernier est créé par le faisceau lorsqu'il parcourt la distance séparant la surface de sortie de l'aérogel au miroir, tous les photons provenant des interactions avant la tuile étant stoppés par un papier absorbant situé sur la surface d'entrée de celle-ci.

Durant les trois jours de tests, deux tuiles ont été étudiées. Un scan de 36 points a été réalisé sur la tuile 100a, et un de 15 points sur la tuile 99a. Pour éviter que le faisceau d'électrons ne frappe le moteur XY, chaque tuile a d'abord été scannée par moitié, puis

11. Aerogel Photographic Analysis by Cherenkov Emission

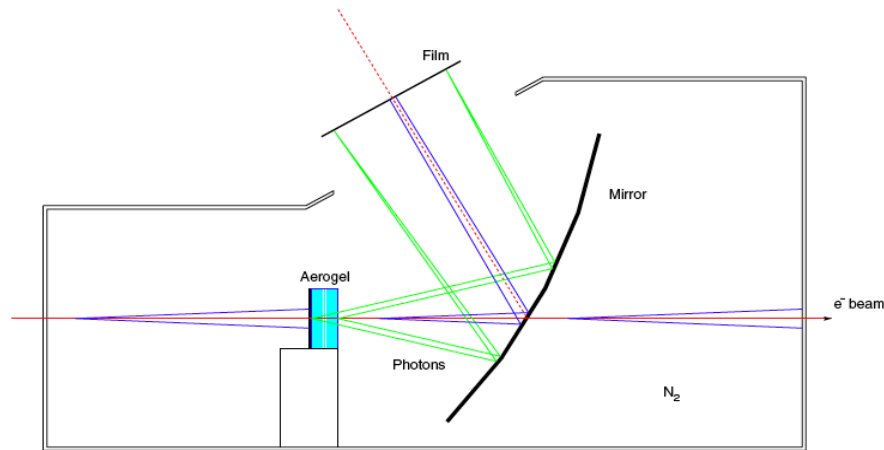


FIG. 2.23 – Schéma de l'installation APACHE [20]

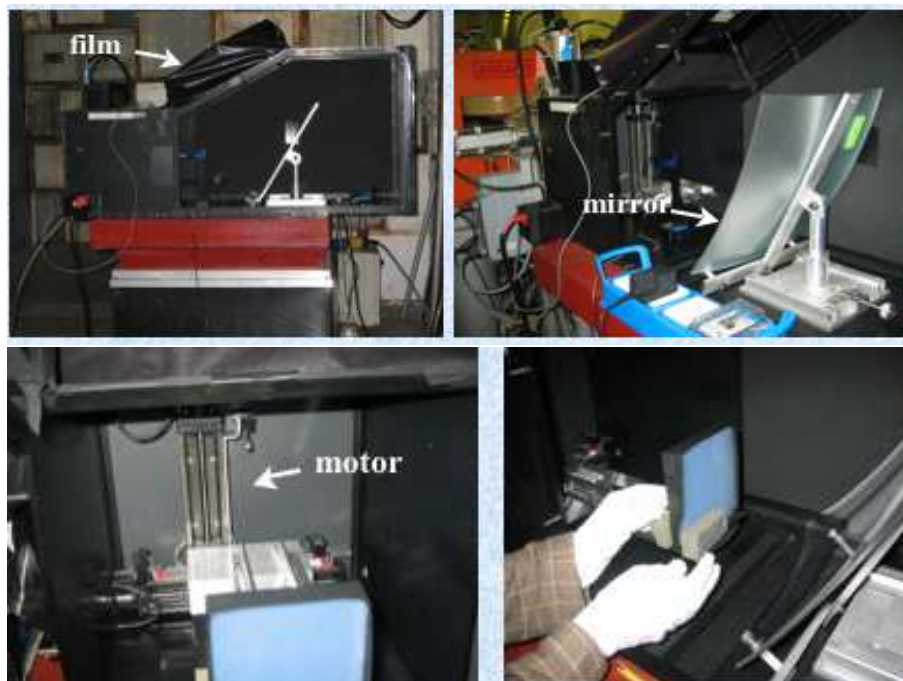


FIG. 2.24 – Photos de l'installation expérimentale et du positionnement de la tuile.

2.4. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (II): DÉTERMINATION DE LA VARIATION DE L'IND

retournée pour le scan de la second moitié. Cette procédure a été utilisée pour les deux tuiles. Nous avons utilisé des films photographiques noir et blanc 8×10 pouces¹² comme photodétecteurs et environ 400 triggers de 3.10^7 électrons pour chaque photo. Les films ont été développés par un laboratoire de photographes professionnels à Frascati.

2.4.2 Procédure d'analyse et résultats

L'analyse contient les étapes suivantes:

- scanner¹³ des photos et conversion des fichiers images en fichiers texte contenant l'intensité par pixel (1 photo = 3152×3956 pixels, i.e. 1 pixel = $63.5\mu m$).
- soustraction de l'intensité d'une partie non exposée du film photographique pour éviter un biais possible dû au développement des photos. La partie non exposée du film peut être observée sur le bord droit et le bord inférieur de la figure 2.25, qui montre un exemple des photos obtenues.
- détermination des coordonnées du centre de gravité de l'anneau de l'azote. Cela permet de reconstruire la direction du faisceau.
- reconstruction des angles Cherenkov par pixel, pour l'azote et l'aérogel
- normalisation des distributions
- détermination de l'angle Cherenkov moyen pour l'azote et l'aérogel
- calcul de la variation d'indice

Les variations d'indice sont déterminées en utilisant le fait que :

$$\cos \theta = \frac{1}{n} \quad (\beta = 1)$$

ce qui conduit à la relation :

$$\delta n = \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \delta \theta \quad (2.5)$$

Un exemple de la distribution en angles Cherenkov pour l'aérogel et l'azote est montré sur la figure 2.26.

12. Kodak Professional TRI-X 400 Film - 400 TX and ILFORD HP5 Plus 400

13. scanner EPSON PERFECTION 1640SU

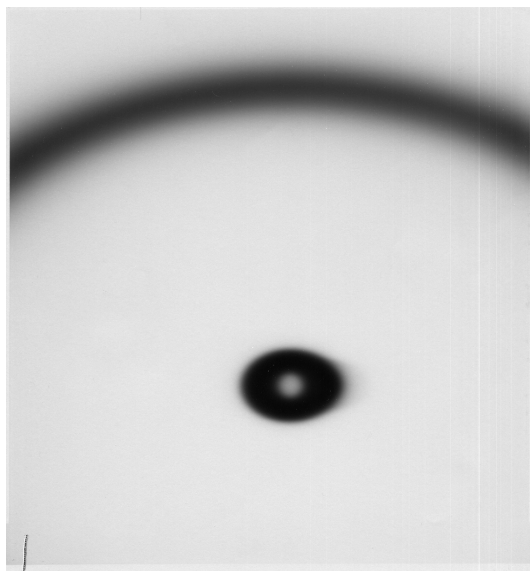


FIG. 2.25 – Exemple de photos obtenues (après scan).

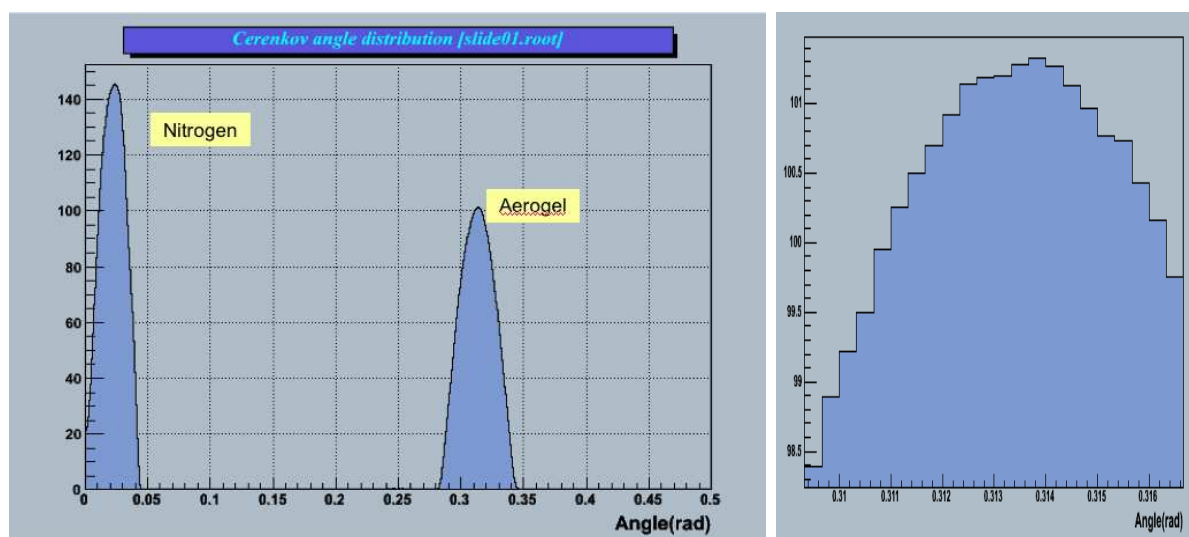


FIG. 2.26 – Exemple de la distribution en angles Cherenkov pour l'azote (pic de gauche) et l'aérogel (pic de droite). La courbe de droite représente un zoom du pic pour l'aérogel.

2.4. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (II): DÉTERMINATION DE LA VARIATION DE L'IND

Comme on peut le constater, les distributions sont relativement nettes, avec un pic de la valeur moyenne bien délimité. La position du pic est déterminé en considérant le bin d'intensité maximale, pour l'azote et l'aérogel. La partie droite de la figure 2.26 est un zoom de la courbe précédente autour de la valeur maximale de la distribution. L'incertitude sur la mesure de l'angle Cherenkov est estimée à trois bins, i.e. à environ 1 mrad. Cette estimation d'erreur est plutôt prudente. Elle reflète la difficulté à déterminer le maximum de la distribution, étant donnée la saturation de la plaque photographique.

Les incertitudes sur l'indice n dues aux erreurs sur la mesure des angles Cherenkov sont déterminées en utilisant la relation (2.5). Pour l'azote, ceci donne $\delta n \approx 0.025 \times 10^{-3} \approx 25 \times 10^{-6}$ et pour l'aérogel: $\delta n \approx 0.300 \cdot 10^{-3} \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Cette erreur aurait pu être diminuée jusqu'à un niveau inférieur à 10^{-4} si une adaptation plus fine de l'installation avait pu être réalisée (ajustement du trigger pour minimiser la saturation, position des plaques photographiques adaptée pour détecter une partie plus importante de l'anneau Cherenkov, etc....). Pour exemple de la précision que l'on peut atteindre avec cette méthode, la collaboration RICH LHCb a mesuré les variations d'indice de tuiles Novosibirsk 1.03 avec une précision d'environ $\approx 8 \cdot 10^{-5}$ [19].

Les figures 2.27 et 2.28 montrent les distributions d'angles Cherenkov pour l'azote et l'aérogel, ainsi que les distributions d'indice de réfraction pour les deux tuiles testées.

La valeur moyenne de l'indice de réfraction est $n_{mean} = 1.0518$ pour la tuile 100a, et $n_{mean} = 1.0556$ pour la tuile 99a. Cependant la signification de ces valeurs doit être prise avec précaution, puisqu'elles résultent de la mesure d'un indice de réfraction intégré sur toutes les longueurs d'ondes, convolué avec la réponse du détecteur que constitue la plaque photographique. Ces valeurs n'ont en fait que peu d'importance dans le problème qui nous intéresse, puisque seules les variations relatives d'indice de réfraction ont un impact direct sur la précision requise pour le RICH d'AMS. Ces valeurs moyennes seront utilisées comme points de référence arbitraire. Les variations d'indice présentées dans la suite sont ainsi prises par rapport à n_{mean} .

La figure 2.30 représente les variations d'indice de réfraction mesurées pour l'azote, pour chaque run (36 pour la tuile 100a, 15 sur la tuile 99a). Les erreurs étant de $\pm 25 \cdot 10^{-6}$, les variations observées sont donc compatibles avec zéro.

Nous avons tracé pour chacune des deux tuiles testées, les angles Cherenkov de l'azote en fonction de ceux de l'aérogel, et ce, pour vérifier l'absence de corrélation dans les mesures. Les courbes sont représentées sur la figure 2.29. Comme attendu, aucune corrélation n'est

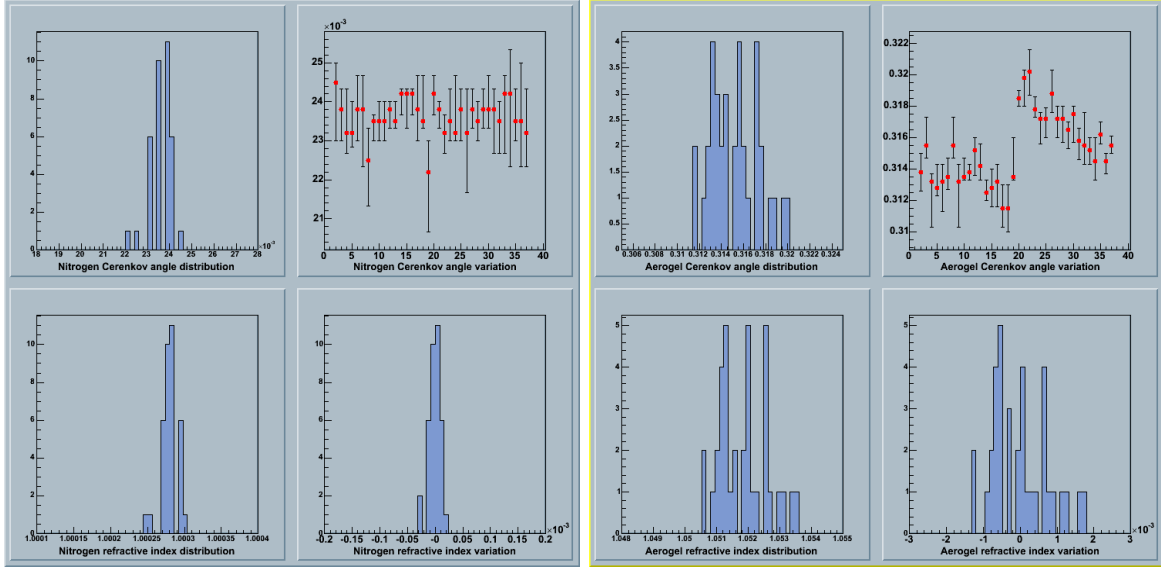


FIG. 2.27 – *Distribution des angles Cherenkov reconstruits pour l'azote (à gauche) et l'aérogel (à droite) pour la tuile 100a. La valeur moyenne de l'indice de réfraction de la tuile est $n_{mean} = 1.0518$. L'axe x dans le coin supérieur droit de chaque figure représente le numéro de la photo. Se reporter à la courbe de niveau pour la correspondance avec les points sur la tuile.*

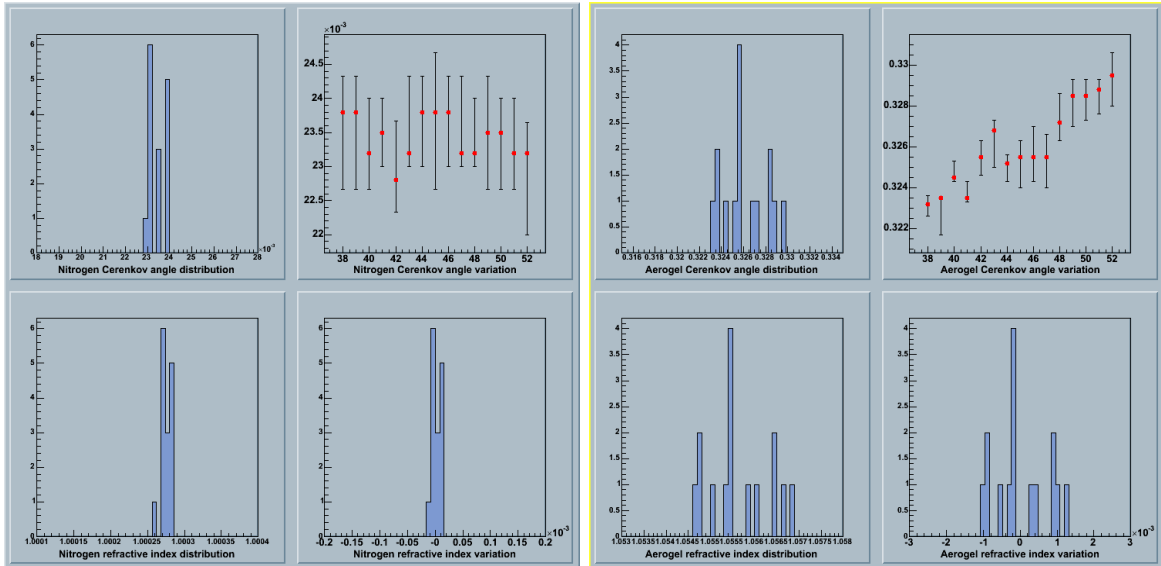


FIG. 2.28 – *Distribution des angles Cherenkov reconstruits pour l'azote (à gauche) et l'aérogel (à droite) pour la tuile 99a. La valeur moyenne de l'indice de réfraction de la tuile est $n_{mean} = 1.0556$. L'axe x dans le coin supérieur droit de chaque figure représente le numéro de la photo. Se reporter à la courbe de niveau pour la correspondance avec les points sur la tuile.*

visible.

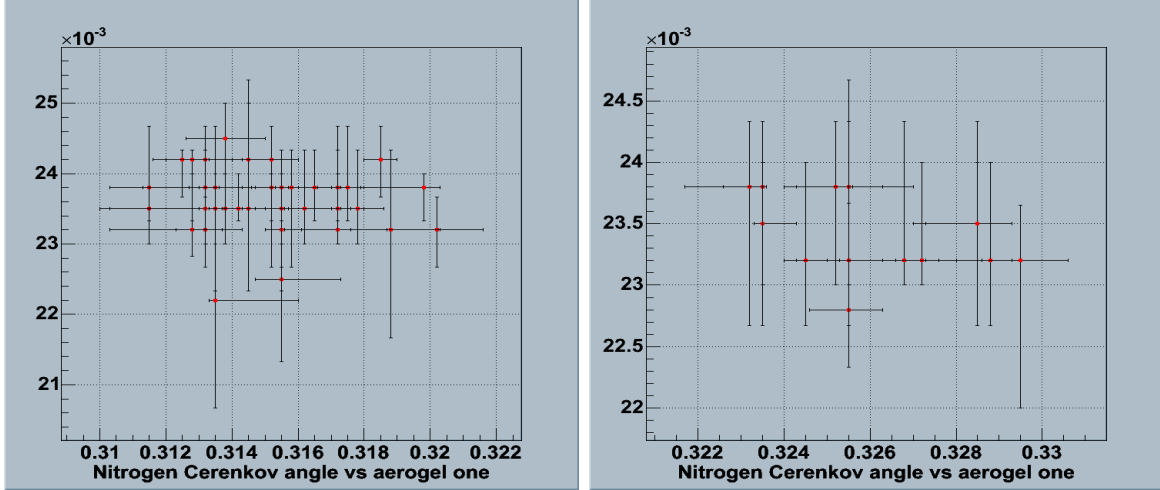


FIG. 2.29 – Angles Cherenkov de l’azote en fonction des angles Cherenkov de l’aérogel pour la tuile 100a (à gauche) et la 99a (à droite). Comme attendu, aucune corrélation n’est visible.

La figure 2.31 montre les variations des angles Cherenkov pour l’aérogel. Les erreurs sont de l’ordre de $\pm 3 \cdot 10^{-4}$. Les inhomogénéités atteignent $2.5 \cdot 10^{-3}$ (pic à pic) pour la tuile 100a, et $1 \cdot 10^{-3}$ pour la 99a. Les tuiles testées présentent de plus chacune des profils différents.

2.5 Caractérisation de l’aérogel (III): Mesures à faces parallèles

Les mesures par la méthode du prisme et par test faisceau à Frascati ont montré que déterminer l’indice de réfraction en quelques points épars de la tuile ne suffisait pas à rendre compte de façon suffisamment précise des variations d’indice de réfraction des tuiles d’aérogel dont nous disposons.

Une méthode de mesures de variations relatives d’indice par déviation laser sur les faces parallèles des tuiles, avec une procédure de scan de la tuile complète, a donc été développée. Pour une variation $\frac{dn}{n}$ de $10^{-4}/\text{mm}$ (ce qui correspond à l’ordre de grandeur des variations mesurées par les méthodes précédentes), la déviation du laser traversant les 25 mm

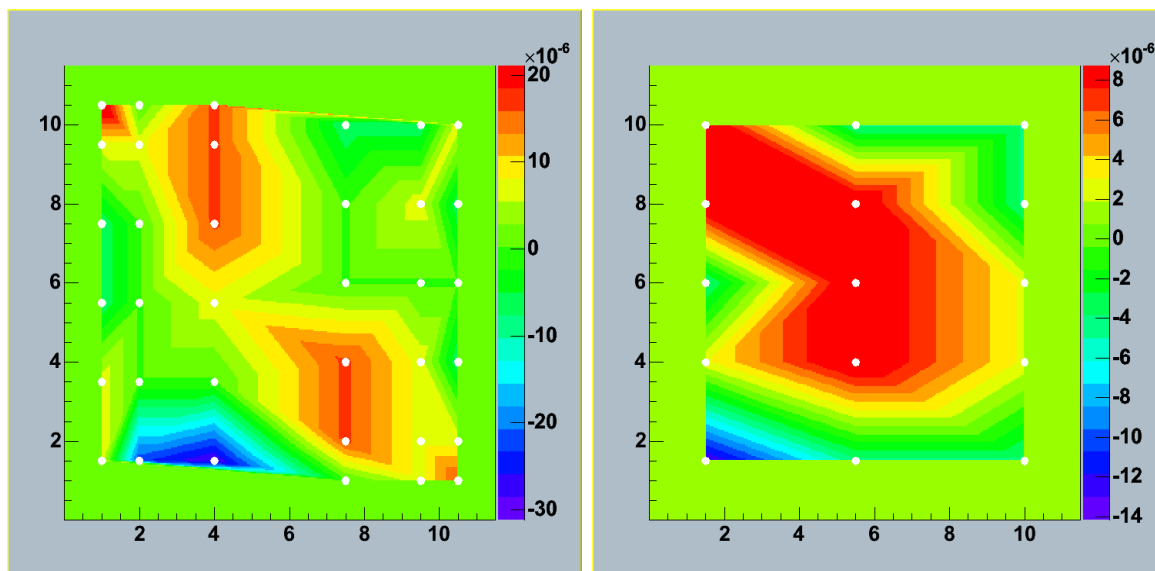


FIG. 2.30 – Variations de l'indice de réfraction mesurées pour l'azote, durant les runs pour la tuile 100a (à gauche) et la tuile 99a (à droite). Les erreurs sont de l'ordre de $\pm 25 \cdot 10^{-6}$, et la variation observée de l'indice de réfraction de l'azote est donc compatible avec zéro.

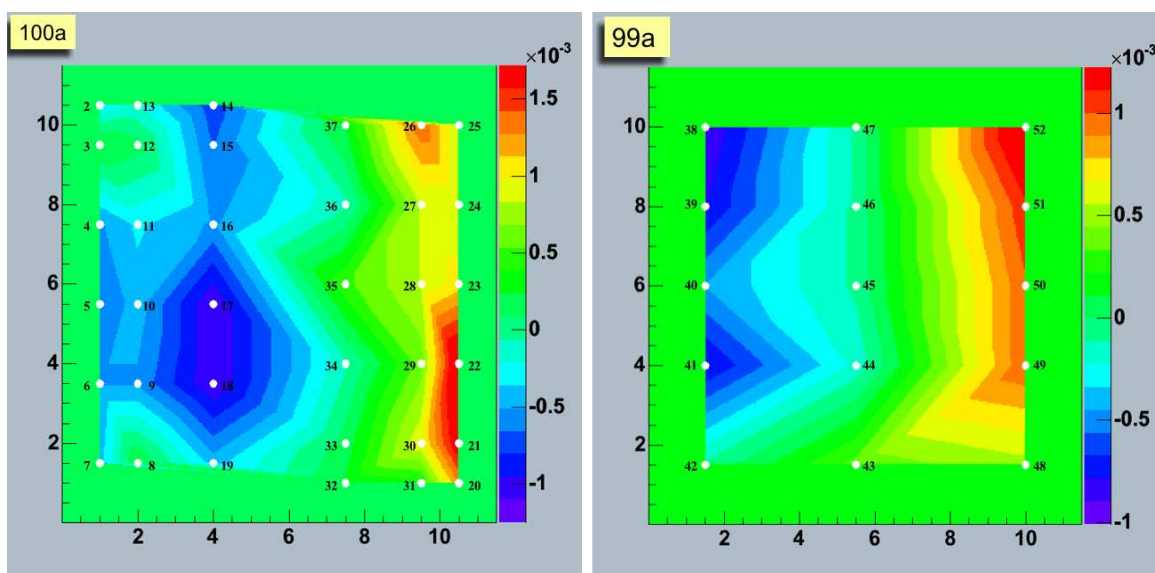


FIG. 2.31 – Variations de l'indice de réfraction mesurées pour l'aérogel: pour la tuile 100a (à gauche) et la tuile 99a (à droite). Les erreurs sont de l'ordre de $\pm 3 \cdot 10^{-4}$.

d'épaisseur de la tuile est d'environ 7 millimètres au bout de 3 mètres, ce qui rend la mesure tout à fait possible avec une précision raisonnable.

2.5.1 Principe de la méthode et effets géométriques

Le principe de la méthode est le suivant : en un point donné de la tuile où vient frapper le laser, sont mesurées les déviations verticale (y) et horizontale (x) du faisceau laser par rapport à sa trajectoire directe (i.e. sans tuile). Le principe de la méthode est illustré sur la figure 2.32. A partir de ces déviations est reconstruite la carte des variations de l'indice de réfraction en supposant une variation au premier ordre, i.e. en considérant que l'indice en un point $(x + dx, y + dy)$ est donné en fonction de celui au point (x, y) par :

$$n(x + dx, y + dy) \approx n(x, y) + \frac{\partial n}{\partial x}(x, y) dx + \frac{\partial n}{\partial y}(x, y) dy \quad (2.6)$$

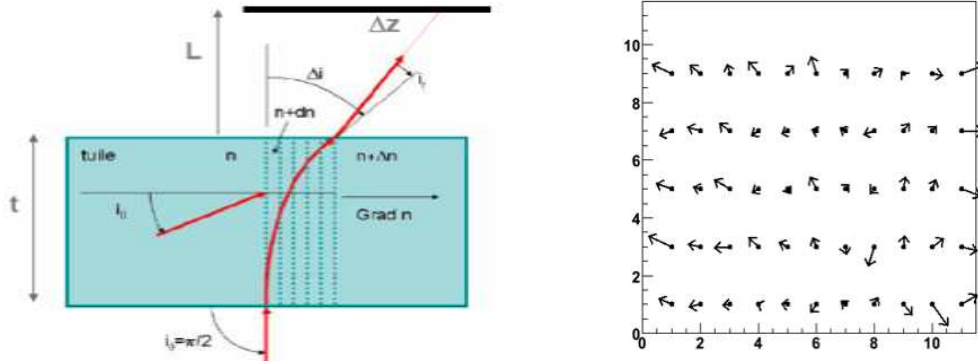


FIG. 2.32 – Principe de la mesure à faces parallèles. La figure de droite représente à titre d'exemple, le gradient en x et y mesuré sur une grille de 11×5 points.

A cause des erreurs expérimentales, les variations mesurées ne sont pas des différentielles exactes, ou en d'autres termes, l'indice reconstruit au point (x, y) dépend des voisins choisis pour le calcul. Pour pallier cet inconvénient, la carte d'indice de la tuile est reconstruite par minimisation d'un χ^2 défini par

$$\chi^2 = \sum_i \sum_{j \in \text{voisins}} (n_i - \tilde{n}_i^j)^2 \quad (2.7)$$

où \tilde{n}_i^j est l'indice au point i , calculé à partir de ceux en ses plus proches voisins par $\tilde{n}_i^j = n_j + \frac{\Delta n}{\Delta x}(x_i - x_j) + \frac{\Delta n}{\Delta y}(y_i - y_j)$. La minimisation du χ^2 fournit un ensemble d'indices $\{n_i\}$ en chaque point.

Cette méthode ne fournit qu'une valeur relative de l'indice. On fixe la valeur absolue en imposant que la valeur moyenne de l'indice suive la relation empirique donnée par les producteurs des tuiles [21], reliant l'indice de l'aérogel à la densité ρ des tuiles:

$$n^2 = 1 + 0.421\rho \quad (2.8)$$

La procédure exposée ci-dessus ne tient pas compte des effets géométriques. Des variations d'épaisseur peuvent en effet aussi induire des déviations, ne permettant alors pas de distinguer entre effets géométriques et inhomogénéité d'indice. Il a donc été procédé à une métrologie de toutes les tuiles. Quelques profils géométriques typiques sont illustrés sur la figure 2.33.

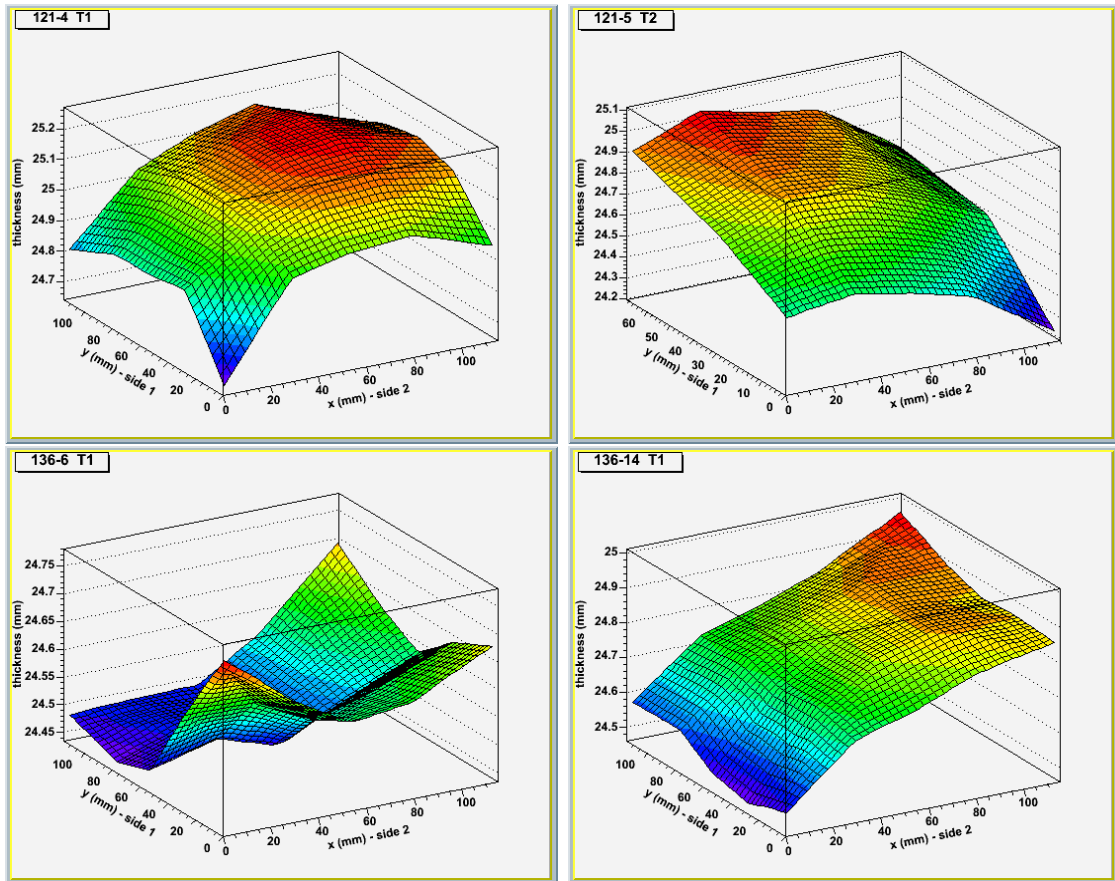


FIG. 2.33 – *Profils géométriques typiques des tuiles du RICH d'AMS.*

Lors de l'analyse des résultats, les déviations laser mesurées en chaque point de la tuile ont donc été corrigées des effets induits par la géométrie.

2.5.2 Procédure expérimentale

L'installation expérimentale est analogue à celle développée pour les mesures par la méthode du prisme (voir section 2.3.2), mais nécessite quelques adaptations, en particulier l'utilisation d'un moteur XY permettant de déplacer la table-support de la tuile et ainsi d'effectuer un scan complet, et la mise en place d'un procédé permettant de contrôler avec suffisamment de précision d'alignement du laser avec la tuile. Des photos de l'installation, où l'on peut voir en particulier le principe de déplacement de la tuile sont montrées figure 2.34. Pour réaliser ces mesures à faces parallèles, il est nécessaire que le laser soit aligné perpendiculairement à l'aérogel (lui-même calé sur les bords de sa table support) avec précision. On utilise pour cela un système de prisme avec miroirs réfléchissants représenté sur la figure 2.34. Le laser, réfracté par le prisme central, va se réfléchir sur les miroirs, et l'alignement des spots réfléchis réalise la perpendicularité du laser avec la table-support de l'aérogel. La méthode est précise à mieux que le dixième de degré.

Les scans comportent 400 points (20 dans chacune des deux directions) et pour chaque point est reconstruit l'indice de réfraction. Les cartes d'indice obtenues sont présentées dans la section suivante.

2.5.3 Résultats

Des profils représentatifs des résultats obtenus sont montrés sur la figure 2.35. Les cartes des variations d'indice pour un échantillon de tuiles typiques sont représentées sur la figure 2.36.

Comme estimé par les deux méthodes de mesures précédentes (voir section 2.3 et 2.4), les inhomogénéités de l'indice de réfraction dans une tuile sont de l'ordre de 10^{-3} . Les profils mesurés devront donc être pris en compte et dans la simulation du RICH, et dans l'analyse de données, pour corriger des effets de variation d'indice non seulement tuile à tuile, mais aussi à l'intérieur d'une même tuile.

La figure 2.37 représente la distribution des indices de réfraction des tuiles d'AMS, ainsi que la distribution des écarts types (RMS) à l'intérieur de chaque tuile.

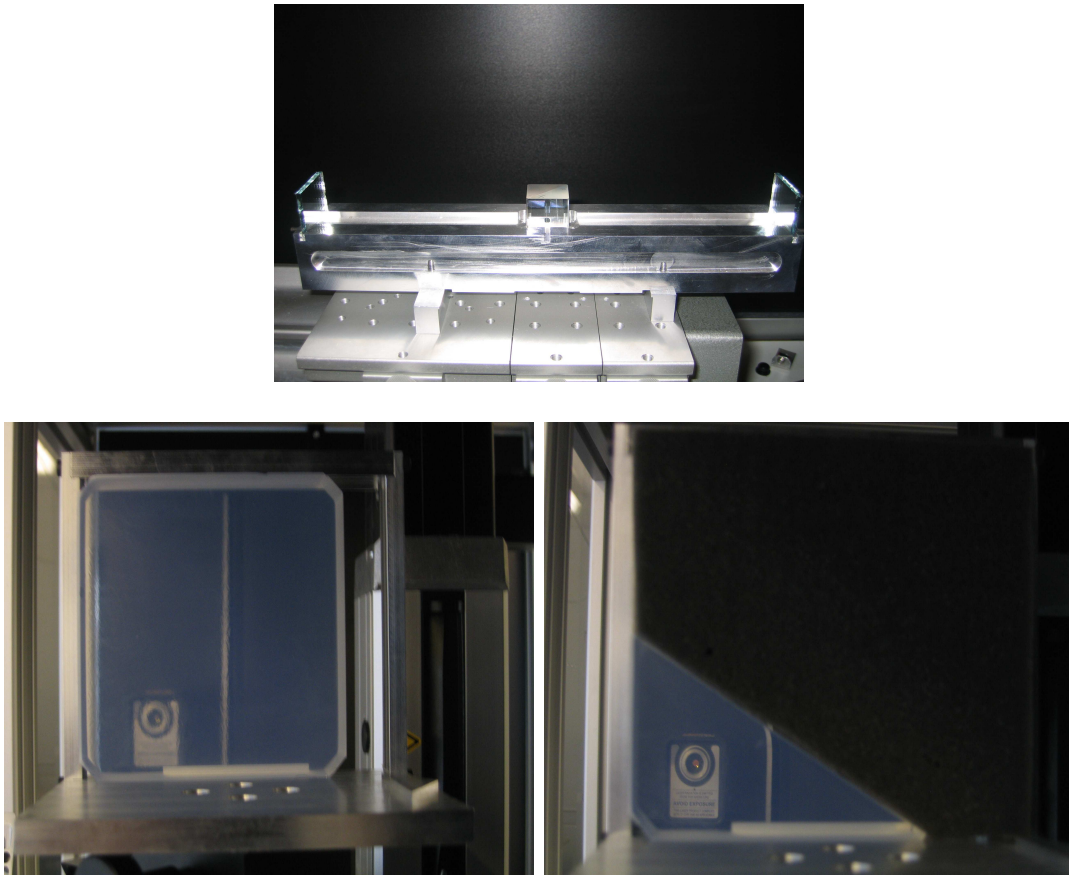


FIG. 2.34 – Photos de l'installation expérimentale mise au point pour les mesures à faces parallèles. La figure du haut montre le système d'alignement du laser par réflexion sur prisme et miroirs.

2.5. CARACTÉRISATION DE L'AÉROGEL (III): MESURES À FACES PARALLÈLES 51

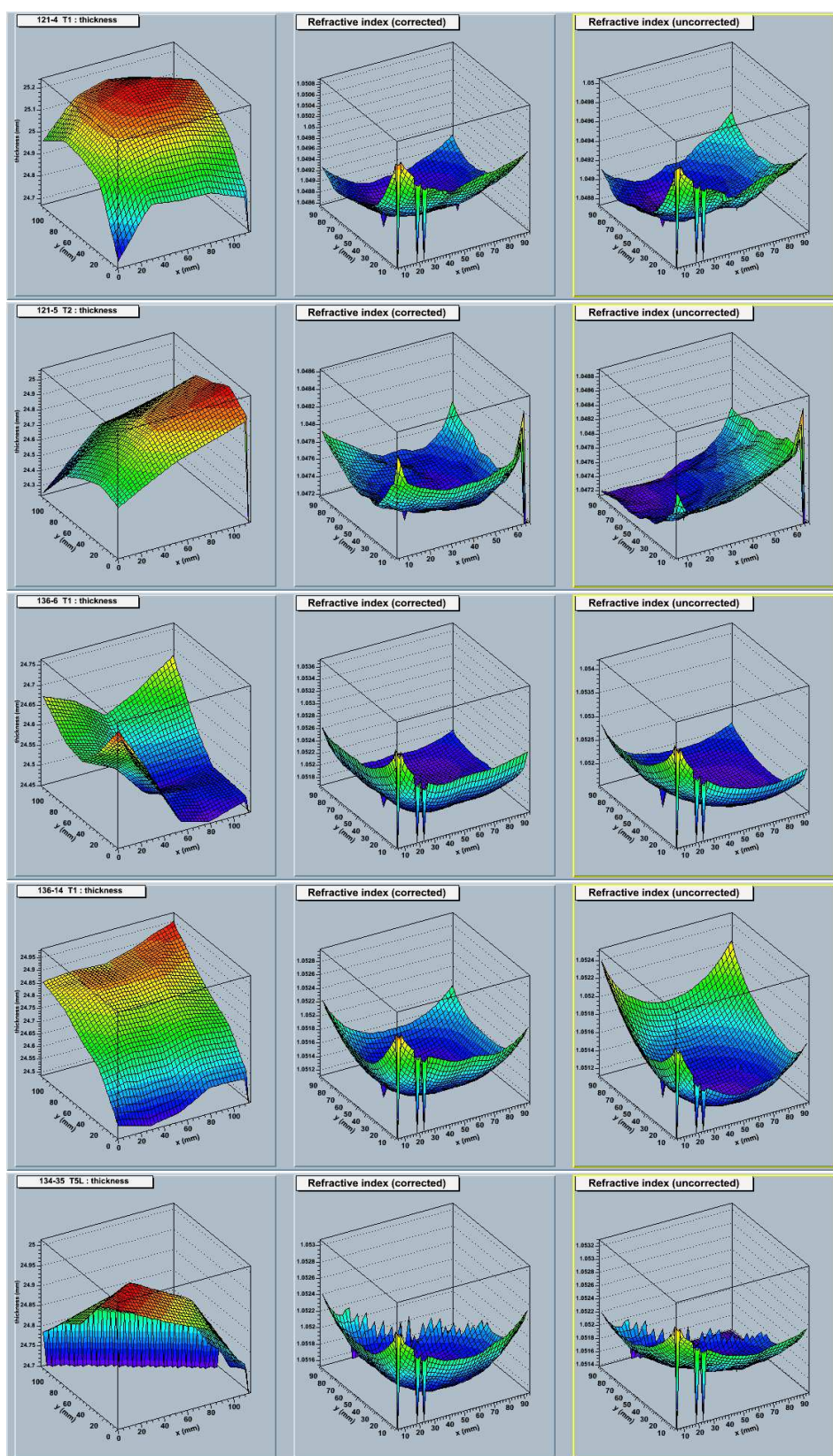


FIG. 2.35 – *Épaisseur, variations d'indice mesurées, avec ou sans correction géométrique, pour un échantillon représentatif de tuiles.*

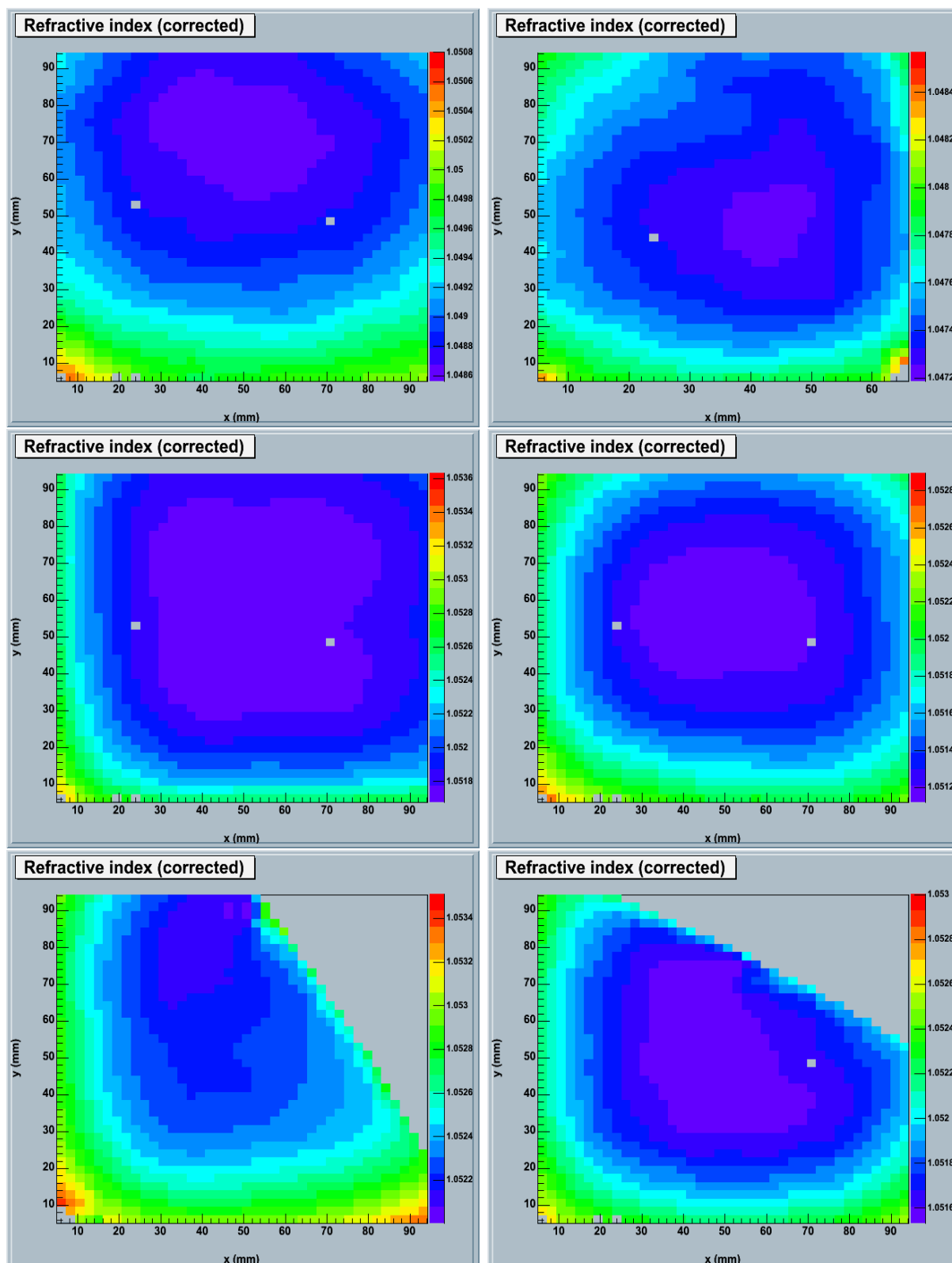


FIG. 2.36 – Carte des variations d'indice pour un échantillon représentatif de tuiles (de géométrie différentes). Les profils sont qualitativement assez similaires mais les échelles de couleur ont été adaptées à chaque cas, et peuvent différer assez largement d'une tuile à l'autre.

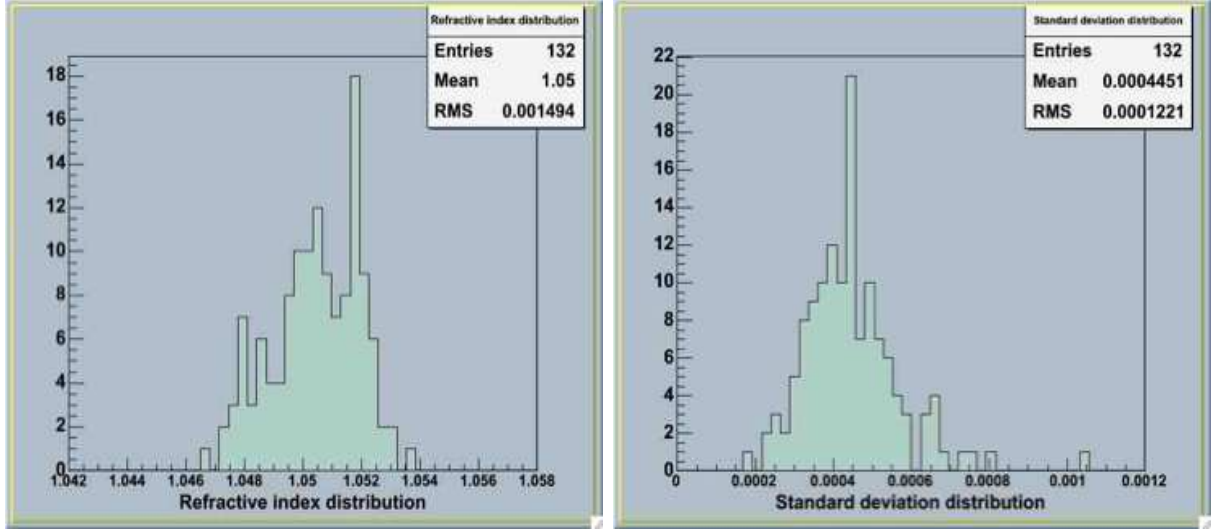


FIG. 2.37 – Distributions des indices de réfraction des tuiles d'AMS (à gauche), et des écarts types (RMS) à l'intérieur de chaque tuile (à droite).

2.6 Dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde

La connaissance de la loi de dispersion optique de l'aérogel, i.e. la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde λ des photons Cherenkov, est incontournable pour la reconstruction précise de l'angle Cherenkov et de la vitesse β . La loi de dispersion optique pour un matériau peut être décrite de manière générale par la formule de Sellmeier :

$$n^2(\lambda) = \sum_{i=1}^n \frac{C_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

où C_i et λ_i sont des constantes empiriques. En particulier, la loi de dispersion optique pour la silice SiO_2 [22] est décrite par l'expression (2.9) (dans laquelle les longueurs d'onde sont exprimées en μm), valable pour des longueurs d'onde comprises entre 210 et 3710 nm.

$$n^2(\lambda) = \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2} \quad (2.9)$$

On peut utiliser cette relation pour, une fois l'indice de réfraction déterminé à une longueur d'onde donnée, connaître l'indice de réfraction sur toute la gamme de longueur d'onde

concernée¹⁴. Une méthode similaire a été utilisée dans [23], en supposant le rapport $\frac{\Delta(n-1)}{n-1}$ constant pour un matériau donné. Cependant cette approximation, qui utilise le fait que $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$ pour n proche de l'unité, n'est pas valable au niveau de précision que nous requérons ici¹⁵. Un développement au premier ordre en $(n - 1)$ induit en effet sur n une erreur de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-3}$. On utilise donc la méthode de normalisation suivante : d'après [22], on a :

$$\frac{n^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) + 2} = \frac{\nu \rho \alpha(\lambda)}{A}$$

où ν est le nombre d'Avogadro, ρ la densité de masse, α la polarisabilité du matériau, et A la masse atomique (même notations que dans [22]), et donc :

$$\frac{n_{SiO_2}^2(\lambda) - 1}{n_{SiO_2}^2(\lambda) + 2} \times \frac{n_{AGL}^2(\lambda) + 2}{n_{AGL}^2(\lambda) - 1} = \frac{n_{SiO_2}^2(\lambda_1) - 1}{n_{SiO_2}^2(\lambda_1) + 2} \times \frac{n_{AGL}^2(\lambda_1) + 2}{n_{AGL}^2(\lambda_1) - 1} = \frac{\rho_{SiO_2}}{\rho_{AGL}}$$

Ainsi, connaissant la relation de dispersion optique d'un matériau de référence (ici la silice SiO_2) par la formule de Sellmeier, et une valeur de l'indice de réfraction de l'aérogel en une longueur d'onde λ_1 , on en déduit l'indice de réfraction de l'aérogel quelle que soit la valeur de λ . La relation de dispersion optique de l'aérogel ainsi obtenue est représentée sur la figure 2.38.

2.7 Influence de l'absorption d'eau

Comme mentionné plus haut, les aérogels fournis par le Budker Institute de Novosibirsk sont, comme la plupart des aérogels, hydrophiles. Ils n'ont subi aucun traitement pour les rendre hydrophobes, contrairement aux tuiles utilisées pour l'imageur Cherenkov de CREAM. Cela a pour conséquence une variation non négligeable (de l'ordre de plusieurs pourcents) de leur densité, et donc de leur indice de réfraction, et une détérioration rapide de leur structure au contact d'une atmosphère non contrôlée en taux d'humidité.

Les tuiles d'AMS sont conservées au L.P.S.C. sous azote. Afin de vérifier l'évolution au cours du temps de la distribution d'indice dans les tuiles, nous en avons re-testé un échantillon, à un an d'intervalle. Les résultats de la comparaison sont montrés sur la figure 2.39. Si l'indice moyen varie considérablement (de plusieurs 10^{-3}), les profils restent très similaires.

14. i.e. l'intervalle de longueur d'onde correspondant au plateau de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs utilisés, typiquement dans notre cas, entre 300 et 600 nm.

15. pour mémoire : $\Delta n \sim 10^{-4}$.

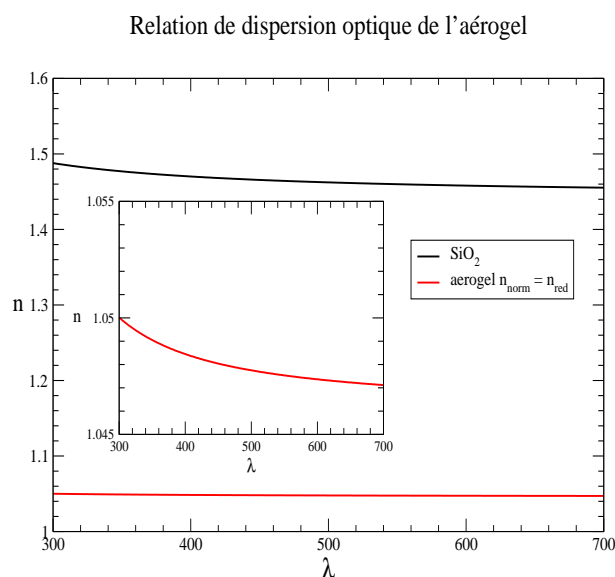


FIG. 2.38 – *Relation de dispersion optique de l'aérogel. Le graphique du centre est un zoom de la courbe de dispersion de l'aérogel.*

Ce n'est pas tant la valeur absolue de l'indice moyen qui importe, que les variations relatives, tuile à tuile. Malgré le soin apporté au contrôle du degré d'hygrométrie, les tuiles d'aérogel vont être amenées à subir transports et manipulations, qui ne permettent pas de garantir qu'elles n'absorberont pas d'eau entre le moment où les tests optiques ont été réalisés, et le décollage de la navette chargée d'arrimer AMS à la station spatiale internationale.

Si une cartographie de l'indice de réfraction de chaque tuile du radiateur d'AMS a été réalisée, il n'en demeure pas moins qu'une calibration en vol sera nécessaire pour déterminer l'indice moyen des tuiles. Un article de synthèse présentant les méthodes et les résultats de la caractérisation optique et géométrique des tuiles est en préparation [24]

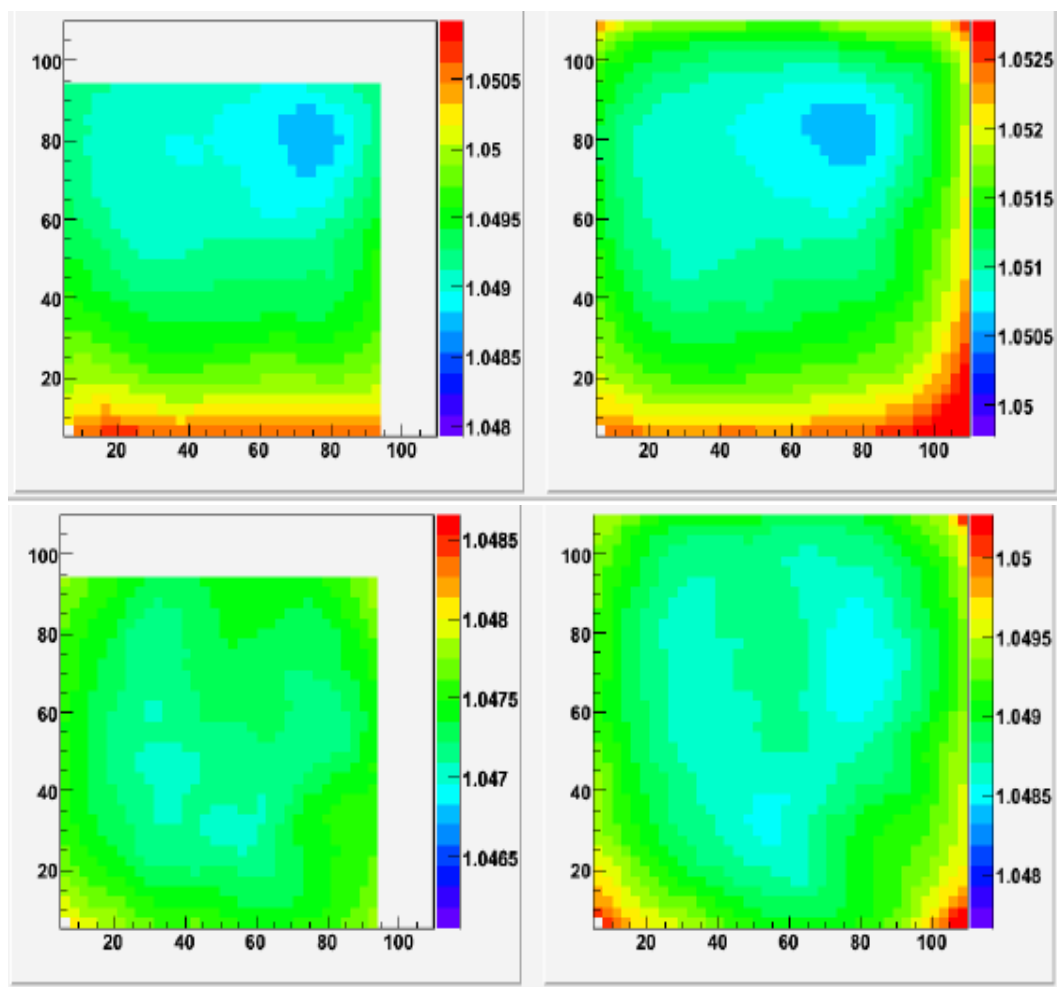


FIG. 2.39 – Comparaison des mesures effectuées sur deux tuiles à un an d'intervalle (en 2006 à gauche, 2007 à droite). Les résultats de 2006 présentent une portion de tuile non mesurée; l'installation expérimentale avait ensuite été adaptée pour mesurer les tuiles jusque sur les bords (figure de droite). On constate que si l'indice moyen varie considérablement, les profils sont très similaires.

Chapitre 3

L'expérience CREAM

3.1 Introduction

L'expérience CREAM (Cosmic Ray Energetics and Mass) est une expérience en ballon, dédiée à la mesure du spectre en énergie des éléments nucléaires du rayonnement cosmique dans un domaine d'énergie qui s'étend de 10^{12} à 10^{15} eV. Ce domaine englobe la limite supérieure des énergies accessibles à l'accélération par ondes de chocs des supernovae (AOC SN) pour les protons ($E_{max} \sim 10^{14}$ eV). L'objectif principal de l'expérience est l'observation des caractéristiques spectrales des rayons cosmiques et/ou l'étude des changements en abondance qui pourraient être reliés à cette limite d'accélération du front d'onde de choc des supernovae. La mesure des spectres en énergie pour les éléments nucléaires depuis le flux de protons H , jusqu'au Fer (Fe), avec identification individuelle en charge de chaque élément chimique permettra de confronter ces données aux hypothèses actuelles sur le mécanisme d'accélération et fournira des éléments pour l'interprétation du genou de la distribution du rayonnement cosmique, ainsi que pour la physique du transport galactique.

La collaboration est dirigée par E.S. Seo, de l'Université de Maryland, et regroupe des laboratoires américains, coréens, italiens, mexicains et français (LPSC et CERN). Le lancement du ballon est assuré par la NASA, et CREAM devrait être la première expérience à bénéficier de vols ultra-longue durée, dans le cadre du programme ULDB (Ultra Long Duration Flight) de la NASA (<http://www.wff.nasa.gov/~code280>).

CREAM a déjà effectué deux vols (en décembre 2004 et décembre 2005) depuis la base américaine de MacMurdo, en Antarctique. Lors de son premier vol, le ballon a effectué trois circumnavigations autour du pôle en 41 jours, 21 heures et 36 minutes, battant ainsi

le record de durée (pour les missions scientifiques) de 31 jours et 20h déteu depuis 2002 par le vol TIGER. Lors du second vol, deux tours autour du pôle furent effectués en 28 jours. Le détecteur cumule jusqu'à présent environ 70 jours de vol, à des altitudes variant entre 38 et 40 kilomètres.

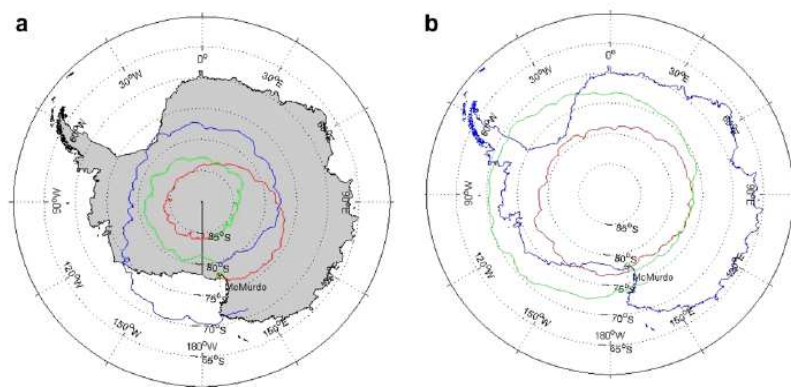


FIG. 3.1 – Trajectoire complète autour du Pôle Sud, du ballon transportant CREAM en décembre 2004-janvier 2005 (figure de gauche) et décembre 2005-janvier 2006. Lors du second vol, le ballon a effectué autour du pôle des cercles de rayons plus grands qu'au premier vol, et a dû être récupéré après deux circumnavigations, contre trois lors du premier vol.

CREAM atteint la limite ultime des mesures réalisables au moyen d'instruments embarqués ($\sim 10^{15}$ eV), où le taux de comptage inclusif du rayonnement cosmique de particules chargées est de l'ordre de 30 particules par m^2 et par an. La figure 3.2 montre la situation statistique attendue pour l'échantillon de données inclusives mesurées pour 100 jours de comptage effectifs. On voit que la limite statistique inclusive se situe vers 10^{15} eV.

L'instrument CREAM a été conçu de sorte à respecter un certain compromis entre la nécessité d'avoir une acceptance suffisante pour accumuler une statistique raisonnable à des flux aussi bas que ceux attendus pour les rayons cosmiques de la gamme d'énergie considérée, et les exigences de limite de poids inhérentes aux vols ballons.

L'expérience inclut un ensemble de sous-détecteurs capable de mesurer l'énergie et la charge des particules qui le traversent, et ce de façon redondante (voir figure 3.3). Un détecteur de charge par temps de vol (Timing Charge Detector: TCD) et un détecteur de silicium (Silicon Charge Detector: SCD) fournissent une mesure de la charge. Quatre épaisseurs successives de fibres scintillantes (S0/S1) fournissent une détermination supplé-

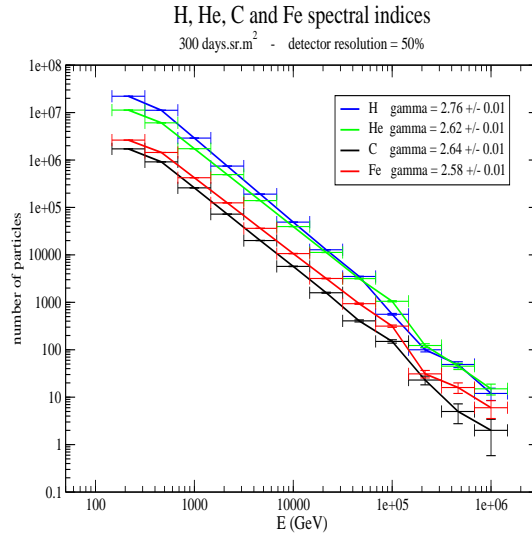


FIG. 3.2 – *Distribution en énergie pour H, He, C et Fe. La résolution en énergie du détecteur est de 50% et la simulation Monte Carlo est faite pour 300 jours.sr.m². Les indices spectraux utilisés en entrée de la simulation sont respectivement $\gamma_H = 2.77$, $\gamma_{He} = 2.64$, $\gamma_C = 2.66$ et $\gamma_{Fe} = 2.58$. Les indices sont reconstruits entre 10^3 et 10^6 GeV, gamme d'énergie de CREAM.*

mentaire de la charge ainsi que des informations sur la trajectoire des particules. Une autre couche de fibres scintillantes (S3) donne le temps de référence. L'énergie des particules quant à elle est déterminée par un calorimètre hadronique qui fournit une résolution en énergie pratiquement constante sur les trois ordres de grandeurs couverts. Le calorimètre peut être combiné avec un détecteur à radiation de transition (TRD) dans certaines configurations de vol. A partir de 2007, le détecteur CREAM se verra adjoindre un imageur Cherenkov, proposé, conçu et réalisé par le L.P.S.C. de Grenoble, le CESR de Toulouse, et l'UNAM de Mexico, optimisé pour les mesures de charge. La mesure de la charge se fera ainsi sur la gamme $1 < Z < \sim 26$ avec une résolution attendue meilleure que 0.3 en unité de charge, résolution obtenue grâce à la combinaison d'hodoscope de scintillation, de compteurs de silicium, et de l'imageur Cherenkov (baptisé CHERCAM: CHERenkov CAMera).

L'un des intérêts majeurs de cet imageur, est qu'il fournira à la fois une bonne signature des particules albedo et une résolution constante sur toute la gamme de charge considérée.

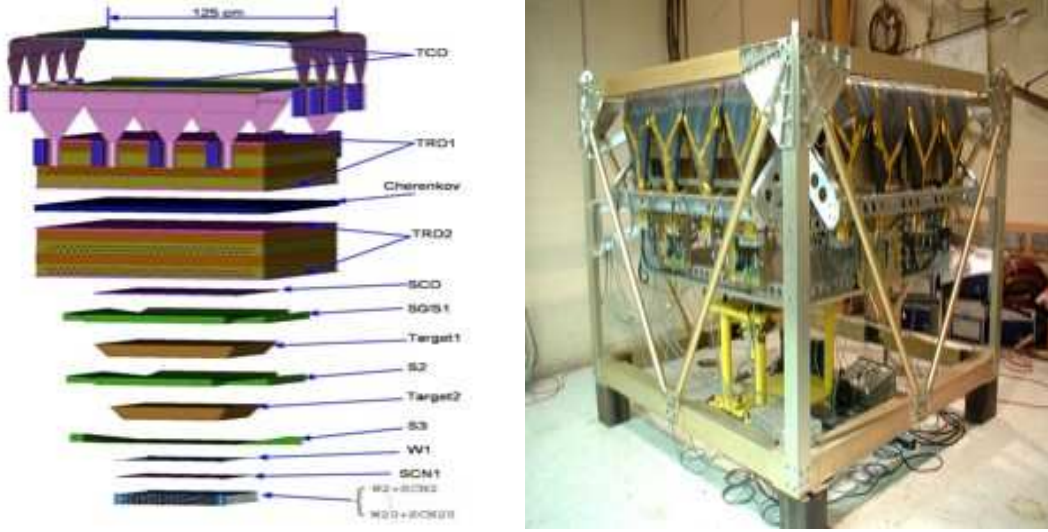


FIG. 3.3 – *Figure de gauche : vue explosée du détecteur CREAM, dans ses configurations de vol 2004-2006. Figure de droite : photo du détecteur avant son lancement en 2005.*

3.2 Architecture CHERCAM

L'architecture de l'imageur Cherenkov de l'expérience CREAM est dérivée de celle du RICH d'AMS. Le radiateur Cherenkov est constitué de 200 blocs d'aérogel de silice, chacun d'environ 10 mm d'épaisseur, de 105 mm de côté, et d'indice de réfraction $n \approx 1.05$ (voir section 3.3). Le plan d'aérogel est séparé par une distance de glissement d'une dizaine de centimètres, d'un plan de détection de photons constitué de 1600 tubes photomultiplicateurs (Photonis XP3112), auquel sont connectées les alimentations ainsi que toute l'électronique de lecture. Cette dernière utilise les mêmes circuits ASIC à 16 canaux que ceux développés pour l'imageur Cherenkov de l'expérience AMS [25]. L'instrument a une taille de $120 \times 120 \text{ cm}^2$. Les 1600 PMTs sont distribués en 25 modules de 4 blocs, chaque bloc contenant 16 PMTs, lus par une électronique frontale de lecture analogue à celle d'AMS. Le plan de détection une fois assemblé est représenté sur la figure 3.4.

La structure mécanique du compteur, représentée figure 3.5, est constituée de deux parties superposées, chacune insérée dans un cadre métallique. Le cadre supérieur inclut le radiateur et l'espace de glissement des photons. Le cadre inférieur contient les modules des photodétecteurs et l'électronique.

Chaque module de 4×16 PMTs est constitué d'une grille de plastique ertalyte dans laquelle sont aménagés les logements des 64 PMTs du module. Chaque logement est ouvert

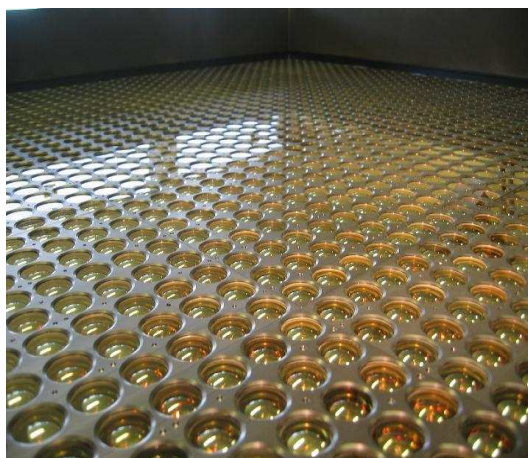


FIG. 3.4 – *Plan de détection de l'instrument CHERCAM, constitué de 1600 photomultiplieurs.*

côté radiateur sur une surface correspondant à la photocathode du PMT. L'ensemble est monté dans une structure métallique sur laquelle les modules sont fixés mécaniquement. Les cadres des deux parties du détecteur sont profilés en U et équipés de raidisseurs. Le cadre inférieur héberge sur sa périphérie les circuits de lecture d'acquisition de données, et les modules d'alimentation haute et basse tension de l'électronique et des PMTs. L'architecture mécanique a été étudiée à Toulouse au moyen du logiciel CAO CATIA. Les éléments ont été usinés au L.P.S.C. sur machines numériques.

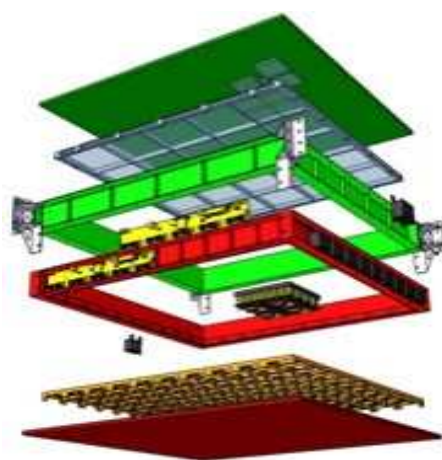


FIG. 3.5 – *Schéma explosé de l'imageur CHERCAM.*

3.3 Caractérisation de l'aérogel du compteur CHERCAM

L'aérogel utilisé pour le compteur CHERCAM a été fourni par la compagnie japonaise Matsushita (filiale de Panasonic). L'aérogel a un indice d'environ 1.05 et une épaisseur de 10 millimètres, pour des raisons de fabrication. Pour avoir un nombre de photons Cherenkov raisonnables dans le cas $Z = 1$, il nous faut superposer deux tuiles, pour arriver à une épaisseur de 2 centimètres.

Les contraintes sur la connaissance de l'indice de réfraction de l'aérogel de CHERCAM ne sont pas aussi draconiennes que celles imposées à l'aérogel du RICH d'AMS, puisqu'aucune mesure de vitesse ni de séparation isotopique n'est effectuée. L'identification en charge jusqu'à $Z = 26$ avec une résolution de l'ordre de $\Delta Z \approx 0.3$ requiert une précision de l'ordre de $dn \approx 10^{-3}$ sur l'indice de réfraction. Des mesures à faces parallèles ne sont donc pas nécessaires.

L'indice de réfraction a donc été estimé en utilisant la formule empirique 2.8 [21] (voir chapitre 2) reliant l'indice à la densité. La distribution d'indices obtenue est représentée sur la figure 3.6.

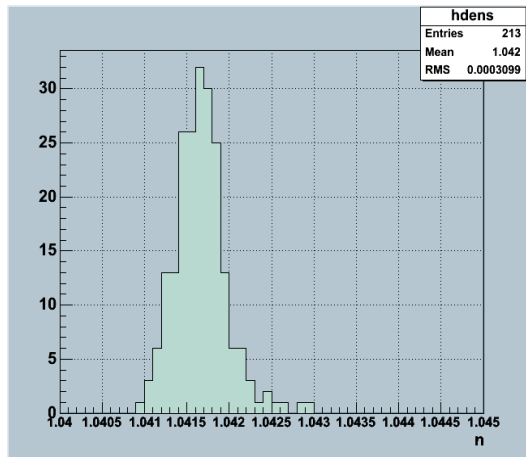


FIG. 3.6 – Distribution des indices de réfraction des tuiles du plan de radiateur de CHERCAM.

En revanche, une métrologie précise des tuiles et un assemblage adéquat sont indispensables pour s'assurer que la reconstruction de la charge ne sera pas détériorée par l'incertitude sur l'épaisseur d'aérogel (cf. expression (2.2) du chapitre 2). La géométrie des

tuiles a donc été mesurée avec soin, de la même façon que pour les tuiles d'AMS. Une carte de la géométrie de chaque tuile est ensuite reconstruite par interpolation entre les points mesurés, et extrapolation linéaire sur les bords.

Quelques géométries typiques sont représentées sur la figure 3.7.

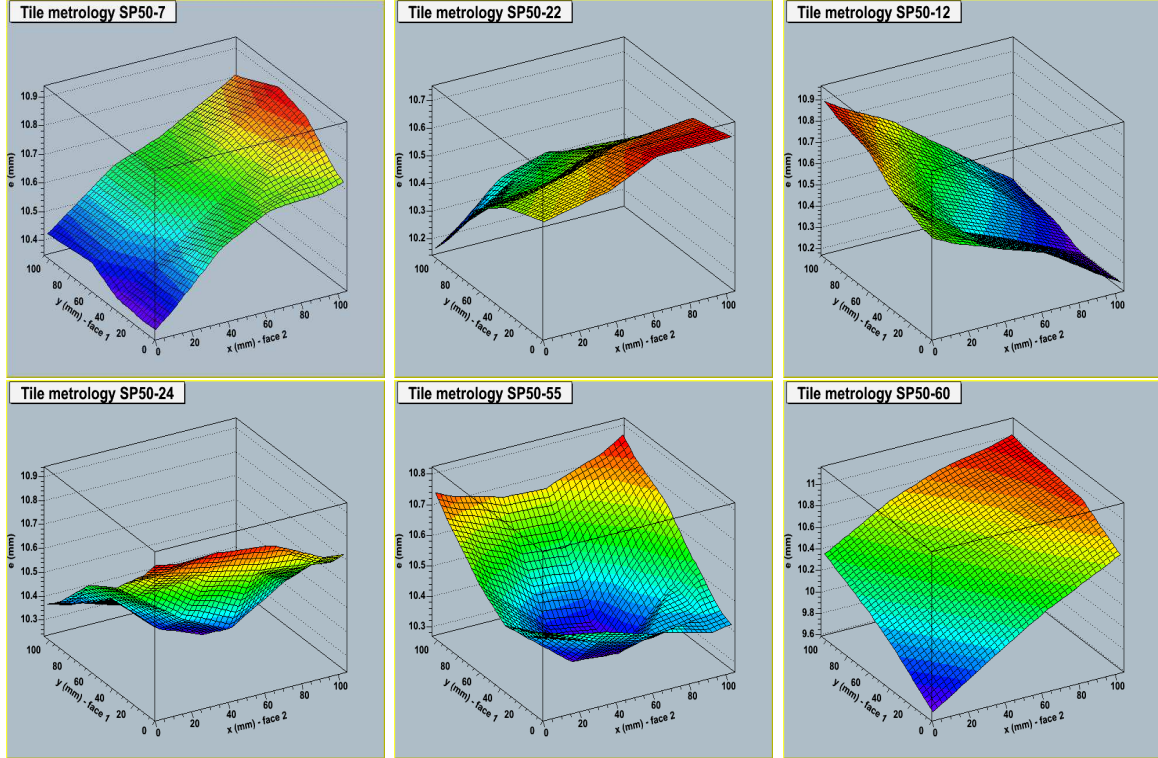


FIG. 3.7 – Quelques épaisseurs typiques des tuiles du compteur CHERCAM.

Les tuiles ont ensuite été associées deux par deux pour arriver à une hauteur globale du plan d'aérogel uniforme à 2 dixièmes de millimètre. L'algorithme utilisé pour l'appariement des tuiles est similaire à celui de certains jeux vidéo [26] : il a consisté à donner un score à chaque appariement suivant des critères précis (en l'occurrence l'uniformité de l'épaisseur des tuiles superposées et leur proximité à une valeur fixée (22 mm)) et à sélectionner les meilleurs appariements, sachant que nous disposions d'un peu plus de 5% de tuiles en supplément par rapport au nombre total nécessaire pour équiper le plan. La figure 3.8 montre une photo du plan d'aérogel complet. Le plan est ensuite recouvert de mousse, permettant d'absorber les photons provenant du dessus du plan d'aérogel.

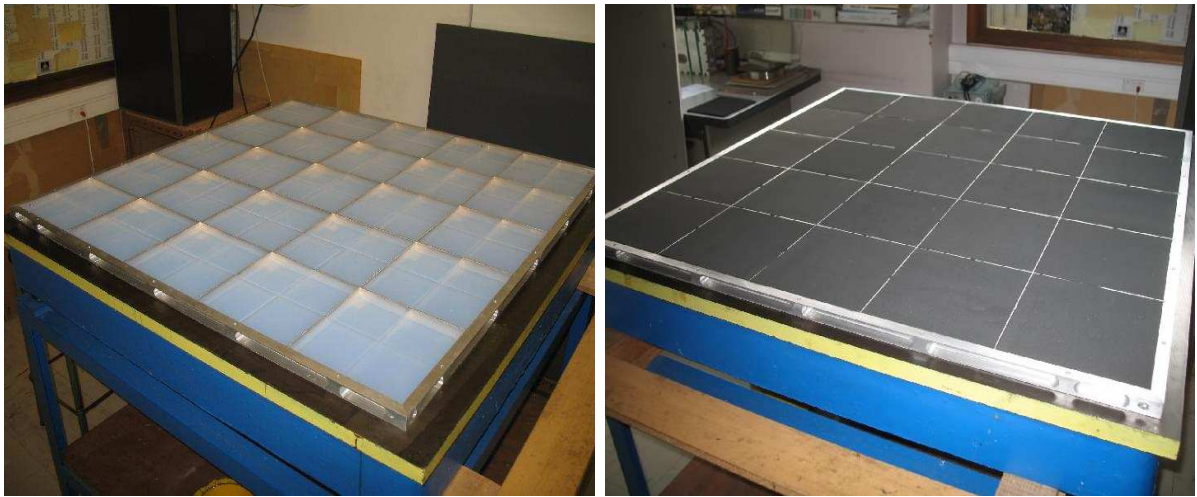


FIG. 3.8 – Plan d'aérogel complet du détecteur CHERCAM, constitué de 200 tuiles de $10 \times 10 \times 105$ mm superposées deux à deux. On distingue les tuiles d'aérogel assemblées dans le cadre en aluminium sur la figure de gauche. Sur la figure de droite, les tuiles sont recouvertes de mousse permettant d'absorber les photons provenant du dessus du plan d'aérogel.

Chapitre 4

Perspectives à court et moyen terme

4.1 AMS

La caractérisation des tuiles d'aérogel du détecteur Cherenkov d'AMS s'est achevée en septembre 2007. La centaine de tuiles qui constitue le plan radiateur du RICH a été envoyée au CIEMAT de Madrid, où a lieu l'intégration des diverses parties du RICH (plan d'aérogel, plan de photomultiplicateurs, miroir, etc...). Certaines étapes de l'intégration sont illustrées sur la figure 4.1.

L'assemblage final du détecteur Cherenkov devrait être terminé et le RICH livré au CERN avant la fin de l'année 2007. Commencera alors l'étape d'intégration des divers sous-détecteurs constituant l'instrument AMS. Ce travail, qui comprendra de nombreux tests de fonctionnement, se déroulera courant 2008, après quoi AMS subira un dernier test à l'ESTEC en Hollande, avant de rejoindre le Centre Spatial Kennedy aux Etats-Unis.

Depuis l'accident, en janvier 2003, de la navette Columbia, victime d'une détérioration de son bouclier thermique qui fut provoquée par le détachement d'un morceau de mousse de la carlingue, et qui conduisit à l'explosion de la navette lors de son entrée dans l'atmosphère, l'incertitude plane quant au lancement de l'expérience AMS. Les activités futures du groupe AMS/CREAM sont donc difficilement prévisibles à court terme. Si le manifeste de la NASA n'inclut pas pour l'instant de vol dédié au lancement d'AMS, nombreux sont les soutiens dont bénéficie l'expérience, et notamment celui du Sénat américain. Faire un pronostic concernant le lancement d'AMS serait donc bien hasardeux.

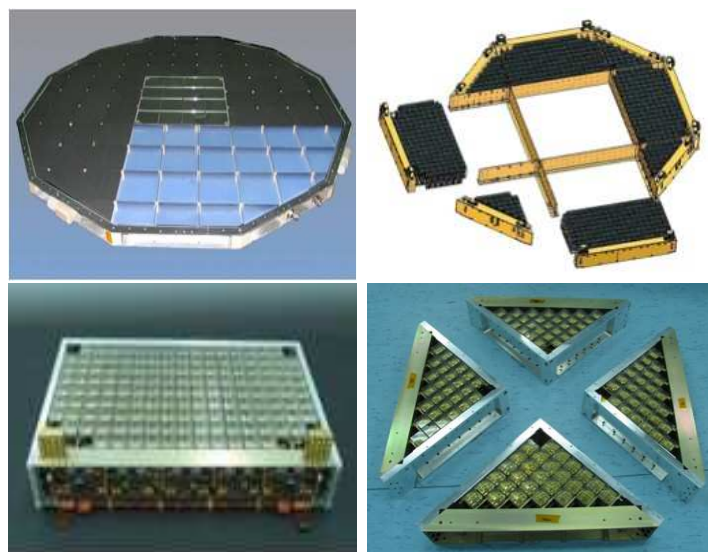


FIG. 4.1 – *En haut : un quart du plan d'aérogel assemblé (à gauche), et un schéma de la structure du plan de détection équipés de 680 photomultiplicateurs (à droite). En bas : une unité rectangulaire (à gauche) et les quatre blocs triangulaires (à droite) de la grille de photomultiplicateurs.*

4.2 CREAM

La construction du détecteur CHERCAM est entièrement terminée depuis janvier 2007, et l'instrument complet est montré sur la figure 4.2.

Un module de CHERCAM a été testé au CERN en octobre 2006 avec des faisceaux de pions, d'électrons et de protons, permettant ainsi de vérifier les fonctionnalités de base du détecteur. Un exemple d'événements obtenus est représenté sur la figure 4.3.

Les analyses des données prises se poursuivent, notamment pour déterminer l'apport de l'imageur à la reconstruction de la position de la particule incidente.

Le comportement du détecteur (qui devra pouvoir être mis en route au sol, au Pôle Sud, puis fonctionner une fois lancé à des altitudes de l'ordre de 36 kilomètres) a par ailleurs été validé lors de tests en température ($[-10^{\circ}\text{C}, +30^{\circ}\text{C}]$) et en pression (de 5 à 1000 mbar), effectués à Intespace – entreprise commercialisant des moyens d'essais en environnement spatial – à Toulouse en mars 2007. Ces tests ont tous été concluants et ont démontré le parfait fonctionnement de l'imageur Cherenkov, y compris dans les conditions proches de celles des vols en Antarctique.

CHERCAM a depuis rejoint l'Université de Maryland (USA), où il a pu être intégré avec

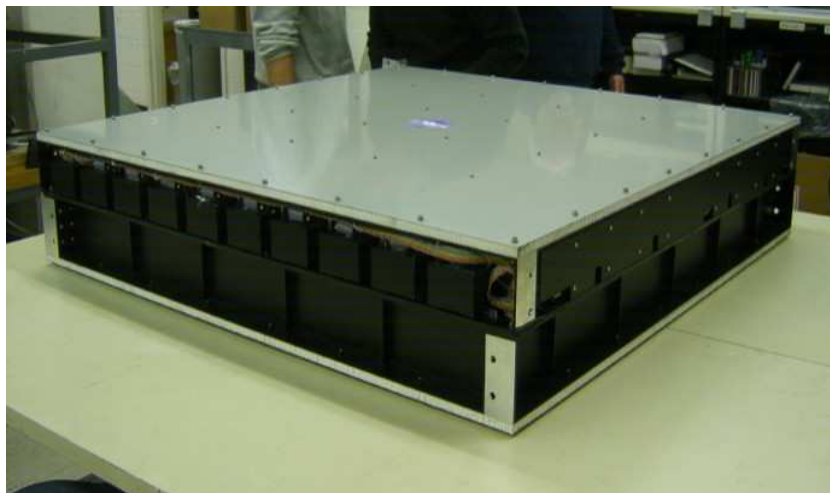


FIG. 4.2 – *L'instrument CHERCAM entièrement monté.*

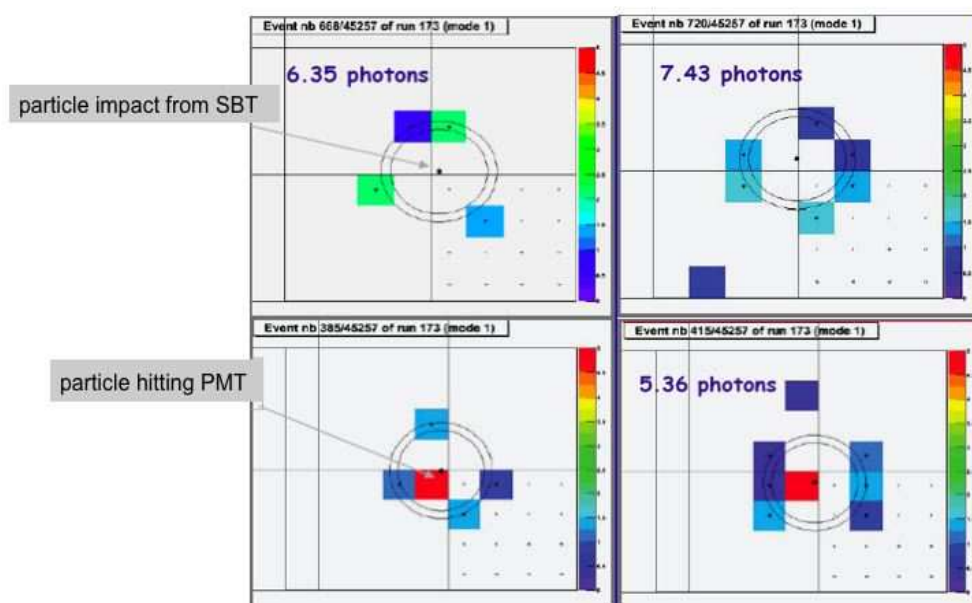


FIG. 4.3 – *Exemple d'événements obtenus lors du test en faisceau d'octobre 2006 au CERN, avec un faisceau d'électrons [26].*

succès au reste du détecteur CREAM, comme le montre la figure 4.4.

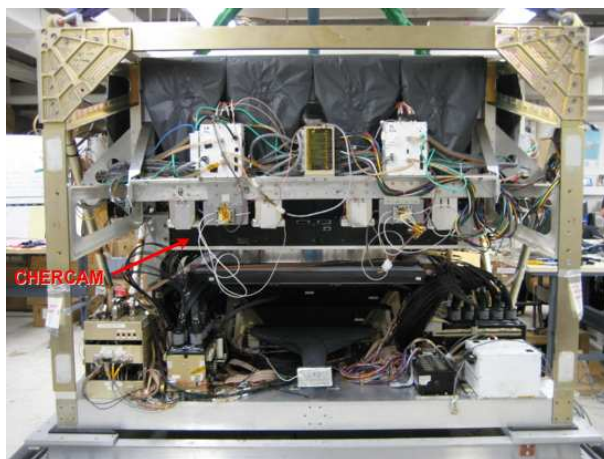


FIG. 4.4 – *L'instrument CHERCAM intégré.*

Outre la construction et les divers tests de fonctionnement, le groupe a en charge la simulation complète de l'imageur, ainsi que le monitoring de CHERCAM et l'analyse de données. C'est essentiellement sur ces aspects numériques que l'activité se concentre maintenant.

Une simulation complète du détecteur Cherenkov de CREAM utilisant GEANT4 (voir figure 4.5) a été développée. La simulation comporte la modélisation des photomultiplicateurs et contient comme processus physiques, l'effet Cherenkov (aérogel et fenêtre d'entrée des photomultiplicateurs), la diffusion Rayleigh (aérogel), la réflexion (aérogel et fenêtre d'entrée des photomultiplicateurs) et l'absorption (surfaces latérales des photomultiplicateurs).

L'efficacité des photocathodes est aussi incluse, et modélisée par un fit aux données constructeurs (voir figure 4.6).

Les codes de reconstruction de l'angle Cherenkov et de la charge à partir des données simulées sont en cours d'écriture.

Les premiers résultats de la simulation sont représentés dans la figure 4.7 et montrent que l'on peut espérer une résolution meilleure que 0.3 en unité de charge, sur toute la gamme de charges concernées¹.

1. Les courbes présentés ici sont obtenues avec des événements en incidence normale, et en utilisant une version non complète de la simulation. Il manque entre autres la modélisation du bruit de fond. Les résultats sont donc légèrement optimistes par rapport au cas réaliste.

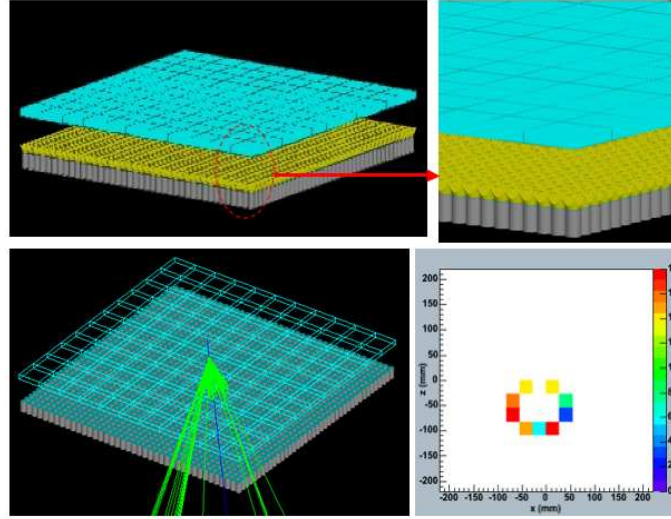


FIG. 4.5 – Simulation *GEANT4* du détecteur *CHERCAM*, avec le détecteur complet (figures du haut: 100 tuiles d'aérogel de 2 cm d'épaisseur, 1600 photomultiplicateurs), et un exemple d'événement (proton de 10 GeV, figure d'en bas). La figure en bas à droite représente l'anneau Cherenkov correspondant, avec le nombre de photons par photomultiplicateurs. Pour des raisons purement graphiques, l'efficacité quantique a été mise à 100%. Ces courbes proviennent d'une version préliminaire du code de simulation.

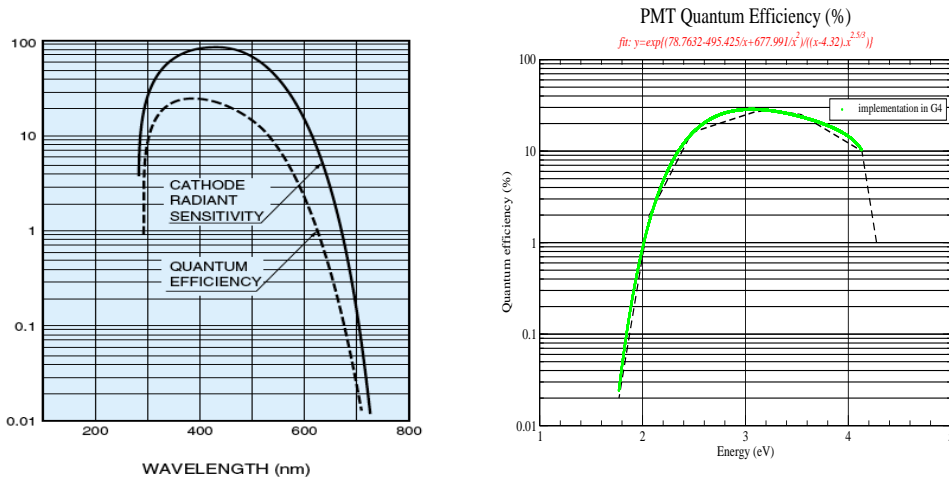


FIG. 4.6 – Caractéristique de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs fournie par le constructeur (à gauche) et courbe simulée utilisée pour modéliser les PMTs. La courbe en pointillée représente les données constructeur, et la courbe verte l'efficacité quantique implémentée dans *GEANT4*.

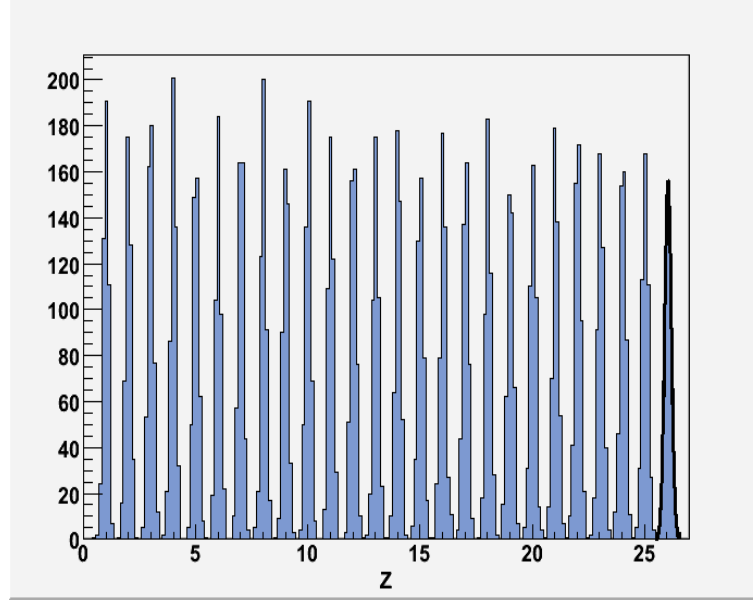


FIG. 4.7 – *Reconstruction de la charge pour 11000 événements simulés, uniformément distribués en charge [26].*

4.3 Conclusion

Les programmes scientifiques d'AMS et de CREAM abordent des questions ouvertes sur la physique des rayons cosmiques, en particulier concernant la nature et l'origine des rayons cosmiques.

Des mesures du spectre nucléaire du rayonnement cosmique, du proton au Fer dans des gammes d'énergie s'étalant (en combinant les deux expériences) sur environ six ordres de grandeur, fourniront des données de haute précision sur les caractéristiques spectrales des rayons cosmiques et sur d'éventuels changements d'abondance, qui pourraient être reliés à la limite d'accélération² dans les fronts de chocs des supernovae.

La séparation individuelle des éléments du rayonnement cosmique permettra de tester efficacement les modèles de mécanismes d'accélération, et fournira vraisemblablement des indications prometteuses, à la fois sur l'interprétation du genou du spectre inclusif et sur la physique du transport galactique.

La mesure de l'abondance relative des éléments du rayonnement cosmique – outre qu'elle fournira une base de données dans la zone d'énergie proche de ce fameux "genou" – permettra de tester les mécanismes d'accélération et de propagation.

2. i.e. à l'énergie maximale à laquelle peuvent être accélérés les rayons cosmiques



FIG. 4.8 – *Lancement du ballon en décembre 2005.*

Bibliographie

- [1] V. Hess. *Physik. Zeitschr.*, 13:1084, 1912.
- [2] C. D. Anderson. *Phys. Rev.*, 43:491, 1933.
- [3] K.-H. Kampert. *Acta Physica Hungarica, Symposium on Fundamental Issues in Elementary Matter*, astro-ph/0101331, 2001.
- [4] K.-H. Kampert, KASCADE-Grande Collaboration. *Proc. of Vulcano 2006, in Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics, F. Giovannelli and G. Mannocchi (Eds.)*, astro-ph/0608340, 2006.
- [5] E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier and P. Salati (Eds). *GDR PCHE et SF2A*, Ecole thématique du CNRS - Goutelas, 2003.
- [6] E. Parizot. *Mémoire de DHDR*, Université Paris 7, 2005.
- [7] A. Antonella and F. Donato. astro-ph/0504149. *Astropart.Phys.*, 24:146, 2005.
- [8] B. Wiebel-Sooth et al. *Astron. Astrophys.*, 330:389, 1998.
- [9] E. G. Berezhko et al. *Astropart.Phys.*, 5:367, 1996.
- [10] AMS Collaboration. Nucl. instr. and meth. *AMS on ISS: Construction of a particle physics detector on the International Space Station*, <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/deboer/html/Forschung/AMS.pdf>, 2006.
- [11] W. A. Mahoney et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 178:363, 1980.
- [12] HEAO-3 Collaboration. *Advances in Space Research*, 1:173, 1981.
- [13] S. Kistler. *Nature*, 227:741, 1931.
- [14] S. Kistler. *J. Physical Chem.*, 36:52, 1932.

- [15] <http://stardust.jpl.nasa.gov/overview/index.html>.
- [16] A. F. Danilyuk. *private communication*.
- [17] D. Richter and D. Lipka. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 513:635, 2003.
- [18] M. F. Villoro et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 480:456, 2002.
- [19] C. F. Da Silva Costa. *CERN-THESIS-2005-017*, 2005.
- [20] T. Bellunato et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 556:140, 2006.
- [21] A. F. Danilyuk et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 494:491, 2002.
- [22] McGraw Hill ed.,. Handbook of optics. 1995.
- [23] M. Buénerd and Z. Ren. *Optical dispersion of aerogel in the RICH simulation*, Internal note.
- [24] M. Brinet et al. *AMS RICH Aerogel characterization*, en préparation, 2008.
- [25] L. Gallin-Martel et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 504:2783, 2003.
- [26] Y. Sallaz-Damaz. *Thèse de Doctorat*, Université J. Fourier, 2008.